

Untersuchung der Ladungsträgerbilanz und der Bedeutung der turbulenten Elektronenheizung in einem mit kritischer Geschwindigkeit rotierenden Plasma

Dissertation
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von
Eberhard Möbius
aus Herford

Bochum 1977



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546603_0003

UNTERSUCHUNG DER LADUNGSTRÄGERBILANZ
UND DER BEDEUTUNG DER TURBULENTEN ELEKTRONENHEIZUNG
IN EINEM MIT
KRITISCHER GESCHWINDIGKEIT ROTIERENDEN PLASMA

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik
und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Eberhard Möbius

aus

Herford

Bochum 1977



Dissertation eingereicht am: 10.11.1977

Tag der mündlichen Prüfung: 21.12.1977

Referent: Prof. Dr. H. Schlüter

Korreferent: Prof. Dr. H.-J. Kunze

Der Diamant ist nichts anderes als reinste Kohle, aber verstehen wir denn die Ursache seines wundervollen Glanzes besser, seit wir wissen, daß er dem Stoffe nach mit dem dunklen Graphit ähnlich sei? So verhält es sich auch in mancher anderen Beziehung mit unseren wissenschaftlichen Fortschritten. Wenn wir irgendeiner Erscheinung auf die Spur geraten, und uns gewisse Seiten derselben erklären können, werden uns andere Seiten und Eigenheiten derselben nur desto unbegreiflicher.

Josef Freiherr von Eötvös

GEDANKEN

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
0. EINFÜHRUNG	3
0.1. Überblick über bisherige Untersuchungen	4
0.2. Zielsetzung der Arbeit	5
1. ENTLADUNG UND ENTLADUNGSPARAMETER	7
1.1. Experimenteller Aufbau der Entladung	7
1.2. Entladungsparameter	10
2. MESSUNG DER PLASMAPARAMETER MIT LANGMUIRSONDEN	13
2.1. Aufbau der Schaltung und Konstruktion der Sonden	13
2.2. Aufnahme des Sondenstroms und Auswertung	16
2.3. Bestimmung der Elektronentemperatur	18
2.4. Berechnung der Plasmadichte	21
2.5. Räumliche Struktur der Plasmadichte	22
2.6. Parameterabhängigkeit der Dichte	25
2.7. Ergebnisse der Sondendiagnostik	27
3. LADUNGSTRÄGERBILANZ DES ROTIERENDEN PLASMAS	28
3.1. Ladungsträgerverlustprozesse	28
3.2. Neuerzeugungsrate	33
3.3. Energiebilanz für die Elektronen	34
3.4. Zusammenfassung der Ladungsträgerbilanz	40
4. SPEICHENSTRUKTUR DES ROTIERENDEN PLASMAS	41
4.1. Dichteverlauf und Potentialstruktur	41
4.2. Transport der Ladungsträger	44
4.3. Anregung von Mikroinstabilitäten in der Speichenfront	45
4.4. Turbulente Elektronenheizung durch Mikroinstabilitäten	48
4.5. Folgerungen aus der Speichenstruktur	49

5.	EXPERIMENTELLER AUFBAU UND METHODIK ZUR UNTERSUCHUNG DER PROFILE VON SPEKTRALLINIEN IM ROTIERENDEN PLASMA	51
5.1.	Optisches Registriersystem	52
5.2.	Optische Anordnung des Experiments	53
5.3.	Synchronisation des Experimentablaufs	55
5.4.	Auswertung und Fehlerabschätzung der begleitenden Interferometermessung	57
5.5.	Aufnahme und Auswertung der Spektren	59
5.6.	Starkverbreiterung der HeI-Linien im Plasma	59
5.7.	Einfluß der Geometrie des Plasmas auf Linienprofile	60
5.8.	Konkurrierende Verbreiterungsmechanismen	61
6.	BESTIMMUNG DER PLASMAPARAMETER UND DER NICHTTHERMISCHEN MIKROFELDER IN DER HOCHSTROMENTLADUNG	63
6.1.	Zeitablauf der Hochstromentladung	63
6.2.	Vergleich der spektroskopischen Dichtebestimmung mit dem Laserinterferometer	66
6.3.	Bestimmung des axialen Dichteprofiles in der Hochstromentladung	69
6.4.	Identifizierung von Verunreinigungslinien	74
6.5.	Entwicklung eines HeI-Linienprofils in der Zündspeiche	76
6.6.	Bestimmung der nichtthermischen Mikrofelder aus dem Linienprofil	83
6.7.	Diskussion der Ergebnisse in der Hochstromentladung	84
7.	ZUSAMMENFASSUNG	87
	ANHANG	
A	Dispersionsrelation bei einer Relativdrift zwischen Elektronen und Ionen senkrecht zum Magnetfeld und senkrecht zu einem Dichtegradienten	89
B	Wirkung des dynamischen Starkeffekts auf zwei benachbarte Zustände im Atom	93
	LISTE DER VERWENDETEN SYMBOLE	98
	LITERATURVERZEICHNIS	101

0. EINFÜHRUNG

1954 hat Alfvén in seinem Buch "On the Origin of the Solar System"¹ ein Modell zur Entstehung des Planetensystems vorgestellt - und in späteren Arbeiten näher ausgeführt² -, das im Gegensatz zu einer Reihe anderer Modelle besonders die Einflüsse des solaren Magnetfelds berücksichtigt. Er geht von der Vorstellung aus, daß riesige interstellare Gaswolken die Sonne während ihrer Entstehung umgeben haben. - Das Gas stürzt im Gravitationsfeld auf die entstehende Sonne zu und wird bei Erreichen einer "kritischen Geschwindigkeit" ionisiert und dann vom Magnetfeld der Sonne festgehalten. Ähnliches gilt für die großen Planeten als Zentralkörper eines Satellitensystems. - Alfvén weist auf eine verblüffende Übereinstimmung der mittleren Abstände ganzer Gruppen von Satelliten zur Zentralmasse - wie etwa der terrestrischen Planeten und der Riesenplaneten zur Sonne oder der Galileischen Monde zum Jupiter - mit einer auffälligen Gruppierung aller Elemente unter dem Gesichtspunkt der "kritischen Geschwindigkeit" hin. Bei diesem Phänomen handelt es sich um eine rapide Ionisation des Neutralgases, wenn die Relativgeschwindigkeit zwischen einem magnetisiertem Plasma und dem Gas die "kritische Geschwindigkeit"

$$v_{cr} = \sqrt{\frac{2 W_i}{m_i}}$$

überschreitet, wobei W_i die Ionisierungsenergie und m_i die Ionenmasse des betreffenden Gases sind.

0.1. ÜBERBLICK ÜBER BISHERIGE UNTERSUCHUNGEN

Tatsächlich wurde von Simon³ in einer modifizierten Penning-entladung und von Fahleson⁴ in einer Homopolaranordnung - beiden Entladungen gemeinsam ist ein radiales elektrisches Feld und ein überlagertes axiales Magnetfeld - eine Begrenzung der Entladungsspannung auf Werte gefunden, die nur noch vom Magnetfeld abhängen.

$$U_E = U_0 + v_{cr} \cdot B \cdot (r_a - r_i)$$

Dabei setzt sich die Entladungsspannung zusammen aus einem im allgemeinen sehr kleinen Anteil U_0 , der von Elektroden-schichten herrührt, und der elektromotorischen Kraft eines leitenden Mediums, das sich mit der "kritischen Geschwindigkeit" v_{cr} senkrecht zum Magnetfeld B zwischen den Elektroden mit den Radien r_a und r_i bewegt.

Die erste systematische Untersuchung der Spannungsbegrenzung in weiten Parameterbereichen wurde von Angerth et al.⁵ durchgeführt. Eine Übersicht über die bisherigen Experimente zur "kritischen Geschwindigkeit" findet sich bei Danielsson⁶. - Besonders hervorzuheben ist ein Plasma-Gun-Experiment vom gleichen Autor⁷, in dem sowohl die stoßfreie Natur der Wechselwirkung wie auch der Zusammenhang zwischen der Abbremsung des Plasmas auf die "kritische Geschwindigkeit" und einer starken Elektronenheizung nachgewiesen wurde.

Bis heute liegt allerdings noch keine geschlossene Erklärung des Phänomens vor. Einen Überblick über die diskutierten theoretischen Modelle findet man bei Sherman⁸. - Die einfachen Modelle von Hassan⁹ und Lin¹⁰ beschränken sich auf eine globale Diskussion der Energie- und Impulsbilanz des Plasmas. Daraus lassen sich jedoch keine Erkenntnisse über den Effekt selbst gewinnen, der durch einen rapiden Ionisationsprozeß regiert wird. Da eine direkte Ionisation durch Ionenstoß bei den erreichten Energien unmöglich ist, gehen alle detaillierten Modelle zur "kritischen Geschwindigkeit" von einer effektiven Energieübertragung auf die Elektronen aus.

Drobyshevskii¹¹ macht den Versuch, die Spannungsbegrenzung im rotierenden Plasma mit einem eher zufälligen Zusammentreffen der Parameter in einer durch das Magnetfeld modifizierten Positiven Säule zu erklären. Eine Überprüfung dieser Theorie war bisher nur anhand ihrer Voraussagen für die Entladungsparameter möglich¹², da lediglich Einzeldaten der Plasmaparameter vorlagen, und das auch nur für die Randschicht eines rotierenden Plasmas¹³.

Neuere Modelle zur "kritischen Geschwindigkeit", vorgeschlagen von Sherman¹⁴ und Raadu¹⁵, gehen von der turbulenten Heizung der Elektronen aus, die bei der Anregung einer modifizierten Zweistrominstabilität aufgrund einer Relativdrift zwischen Elektronen und Ionen frei wird. - Daneben existiert eine konkurrierende Gruppe von Arbeiten, in denen die Heizung der Elektronen in Raumladungsschichten senkrecht zum Magnetfeld diskutiert wird - so von Lehnert¹⁶ oder von Varma¹⁷.

0.2. ZIELSETZUNG DER ARBEIT

Um zwischen den Modellen zur "kritischen Geschwindigkeit" eine Entscheidung herbeizuführen, werden in dieser Arbeit im wesentlichen zwei Aspekte der turbulenten Elektronenheizung im kritisch rotierenden Plasma behandelt, nämlich sowohl ein direkter experimenteller Nachweis wie auch die Auswirkungen auf die Ladungsträgerbilanz.

In den oben zitierten Modellen sind tiefgreifende Annahmen über das mikroskopische Verhalten des Plasmas als Voraussetzungen enthalten. Deshalb ist es zunächst erforderlich, erstmals eine detaillierte Bestimmung der Plasmaparameter im kritisch rotierenden Plasma durchzuführen. Dabei werden Langmuirsonden eingesetzt, die eine lokale Messung von Elektronentemperatur wie Plasmadichte ermöglichen.

Die aus den Ergebnissen resultierende Ladungsträgerbilanz für das Plasma wird dann in ihren Voraussetzungen und Folgerungen mit dem Modell von Drobyshevskii^{11,12} verglichen und dabei schließlich die Bedeutung einer turbulenten Heizung für die Bilanz herausgestellt.

Um zu einer direkten experimentellen Bestätigung der turbulenten Elektronenheizung zu gelangen, konzentriert sich das weitere Vorgehen auf den Nachweis suprathemischer elektrischer Mikrofelder, wie sie - in den schon zitierten Modellen^{14,15} - bei der Anregung elektrostatischer Mikroinstabilitäten entstehen. Zur Klärung dieses Problems werden die Profile der HeI 4471 Å und HeI 4922 Å Spektrallinien - bei diesen ist das Auftreten von Satellitenstrukturen unter dem Einfluß hochfrequenter nichtthermischer Mikrofelder bekannt^{18,19} - in hoher zeitlicher Auflösung untersucht.

Die letzte Anforderung wird vom Plasma selbst gestellt, da es eine typische ausgeprägte Speichenstruktur besitzt. - Sie wird übrigens auch schon bei der Auswertung der Sondenmessungen und der anschließenden Parameterdiskussion entsprechend berücksichtigt. - Das mit diesem Verhalten verbundene Bewegungsproblem geht allerdings über den Rahmen dieser Arbeit hinaus; es wird jedoch ausführlich bei Piel²⁰ behandelt.

Um eine saubere Abtrennung nichtthermischer Felder von dem normalen Plasmamikrofeld in einem starkverbreiterten Linienprofil zu gewährleisten, ist die gleichzeitige unabhängige Kenntnis der Plasmaparameter eine notwendige Voraussetzung. Eine Erweiterung in den Bereich hoher Dichten, der den Langmuirsonden nicht zugänglich ist, wird durch den Einsatz eines CO₂-Laserinterferometers zur Dichtebestimmung erreicht.

1. ENTLADUNG UND ENTLADUNGSPARAMETER

Das rotierende Plasma wird in einer Homopolaranordnung, ähnlich dem von Fahleson² beschriebenen Experiment, erzeugt. Vorarbeiten zum Aufbau des Homopolarexperiments und zu den Entladungsparametern wurden von Knapp²¹ und Piel²² geleistet.

Dieser Aufbau wurde den linearen Anordnungen^{7,23} für die Parameteruntersuchungen zur kritischen Geschwindigkeit vorgezogen, da in dem kreissymmetrischen Homopolar ein quasistationärer Betrieb des Plasmas über einige 100 μ s möglich ist, während in einer Gun-Anordnung die Gas-Plasmawechselwirkung am jeweiligen Beobachtungsort auf den Durchgang des Plasmas innerhalb 1 μ s beschränkt ist.

1.1. EXPERIMENTELLER AUFBAU DER ENTLADUNG

Für die beschriebenen Untersuchungen werden zwei im Prinzip gleiche Anordnungen benutzt (Abb. 1a,b). Das konzentrische Elektrodensystem befindet sich jeweils in einem Duranglasvakuumgefäß, das bis auf einen Enddruck von $1 \cdot 10^{-4}$ Pa evakuiert wird. In dem Gefäß sind jeweils Fenster für optische Beobachtungen - End-On wie Side-On - angebracht. Außerdem lassen sich durch diese Öffnungen ebenfalls verschiedenartige Sonden mit Hilfe von verstellbaren Vakuumdurchführungen einbringen. Die Messungen werden nahezu ausschließlich in Helium in einem Druckbereich von $p_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ Pa bis 100 Pa durchgeführt.

Die Entladung wird in beiden Fällen von einer Kondensatorbank gespeist - Experiment A 30 μ F/12kV und B 77 μ F/12kV -. Die Zündung erfolgt über eine Funkenstrecke. Der Entladungsstrom wird mit einem wassergekühlten Elektrolytwiderstand eingestellt, der über die Variation der Salzkonzentration Ströme von 10 A bis 15 kA ermöglicht. Die Schaltung ist in Abb. 1a schematisch dargestellt.

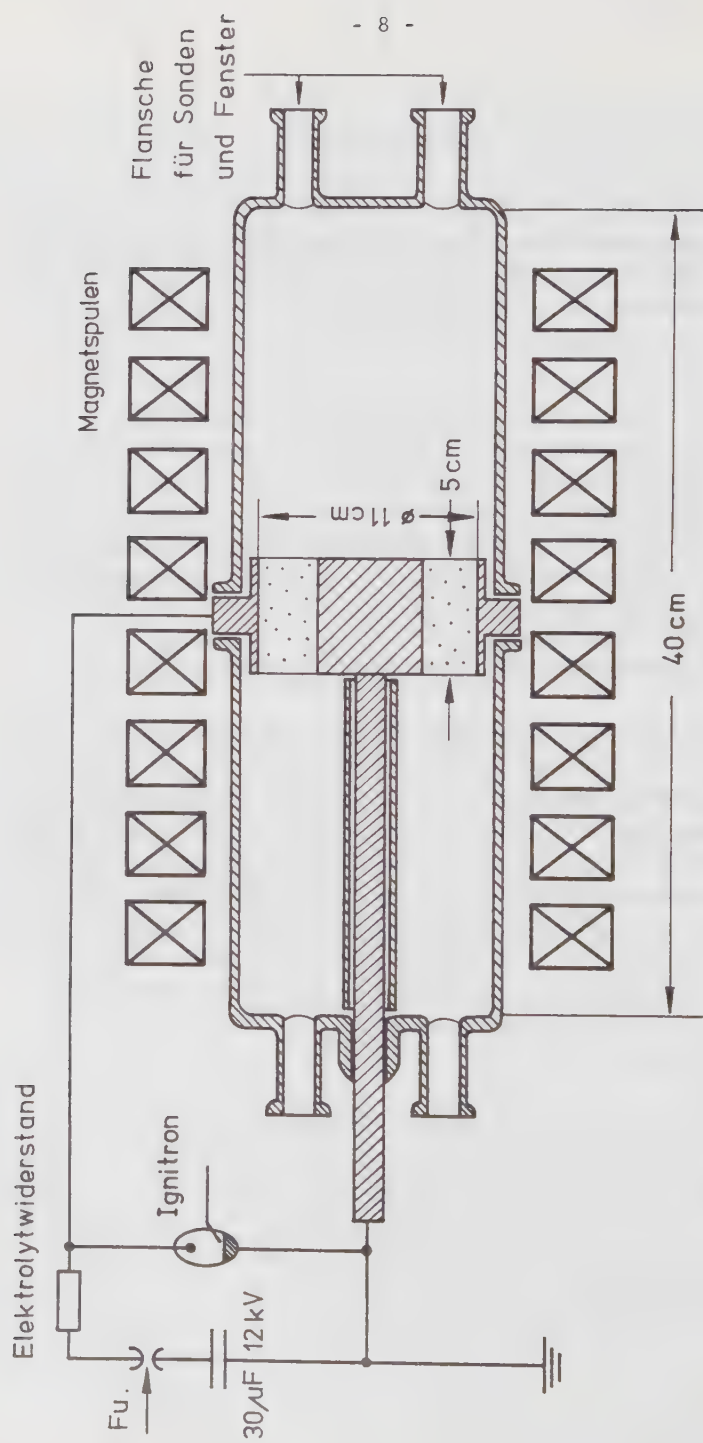


Abb. 1a: Experimenteller Aufbau der Anordnung A mit statischem Magnetfeld für die Parameteruntersuchungen

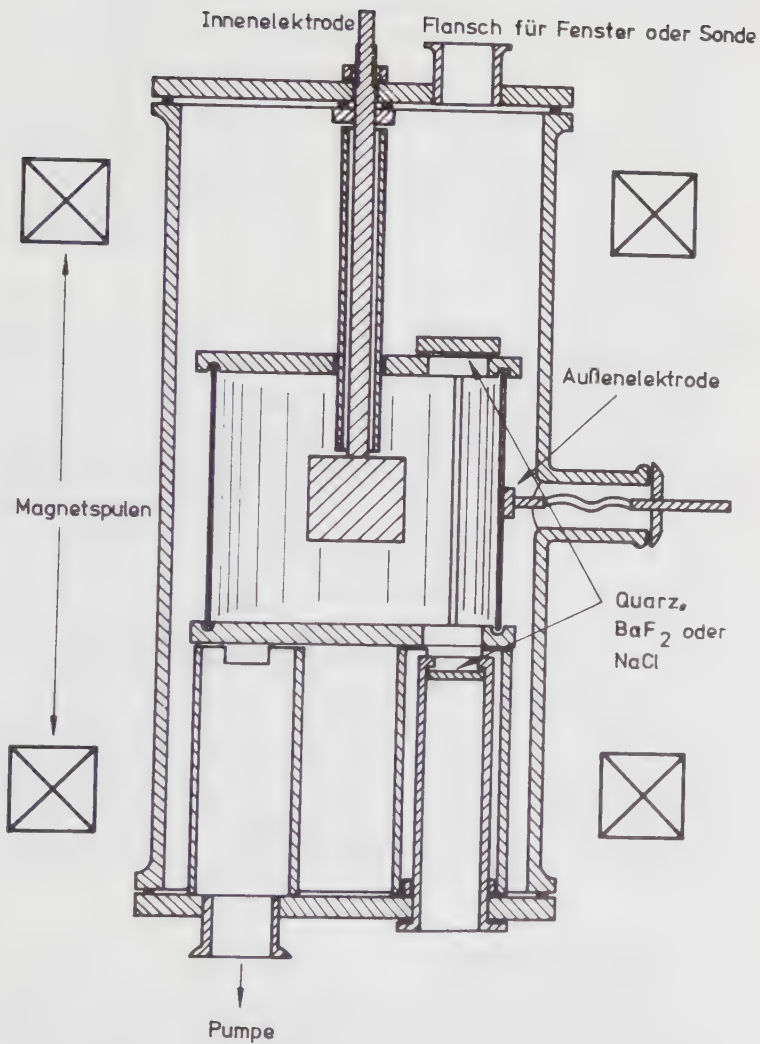


Abb. 1b: Experimenteller Aufbau der Anordnung B für die spektroskopischen Untersuchungen

Das durchgehend mit A bezeichnete Experiment ist speziell für die Parameteruntersuchungen mit Sonden ausgelegt. Da hier ein Vordringen in den Hochstrombereich ($I_E > 5\text{kA}$) nicht sinnvoll ist, genügt die kleinere Kondensatorbank. Um das Dichteprofil möglichst ungestört von Wandeffekten bestimmen zu können, wurde ein Abstand von ca. 20 cm des Plasmas von der Gefäßwand in axialer Richtung eingehalten. Außerdem erleichtert das statische Magnetfeld, das von wassergekühlten Spulen erzeugt wird, das experimentelle Arbeiten. Es ist im Entladungsraum besser als 5% homogen und erreicht maximal 0.6 Tesla.

Dagegen sind bei Experiment B besonders die spektroskopischen Untersuchungen berücksichtigt. Da diese - wie später noch erläutert - bei sehr hohen Entladungsströmen durchgeführt werden, ist hier mehr Energie der Kondensatorbank nötig. Außerdem ist ein möglichst ungehinderter optischer Zugang sowohl axial wie auch radial und azimuthal wünschenswert. Deshalb ist eine Helmholtzspulenanordnung zur Erzeugung des Magnetfelds wesentlich besser geeignet, die allerdings nur im gepulsten Betrieb ein genügend starkes Feld liefert. Es wird folglich durch die Entladung einer Kondensatorbank von 140 μF und 12 kV erzeugt. Der aus der Kondensatorbank und den Spulen entstehende Schwingkreis weist eine Periode von 950 μs auf. Dabei erreicht das Magnetfeld im Entladungsraum einen Maximalwert von 0.5 Tesla und ist hier auf 10% homogen. Die Fenster und Endplatten liegen hier näher am Plasma, um die übermäßige Oberlagerung der Spektrallinien mit Licht aus einer breiten Schicht sehr dünnen Plasmas zu vermeiden.

1.2. ENTLADUNGSPARAMETER

In beiden beschriebenen Anordnungen findet man in weiten Parameterbereichen für die Entladungsspannung U_E den als Spannungsbegrenzung bekannten charakteristischen Zusammenhang mit der Magnetfeldstärke B:

$$U_E = v_{cr} \cdot B \cdot (r_a - r_i) \quad (1,1)$$

Dabei sind r_a und r_i die Radien der Außen- und der Innenelektrode. - Die Geschwindigkeit v_{cr} stimmt für verschiedene Gase sehr gut mit Alfven's "Kritischer Geschwindigkeit" überein, die über

$$v_{cr} = \sqrt{\frac{2 W_i}{m_i}} \quad (1,2)$$

mit der Atommasse m_i und der Ionisierungsenergie W_i des betreffenden Gases verknüpft ist. Darüber wurde schon von Himmel und Piel²⁴ berichtet.

In einem sehr weiten Strombereich von 10 A bis 15 kA konnten keine nennenswerten Abweichungen von (1,1) gefunden werden. Einen Eindruck von der Konstanz der Brennspannung gibt Abb. 2; der Strom sinkt vom Anfangswert 5 kA mit der Zeitkonstante der Kombination Kondensatorbank-Vorwiderstand um Zehnerpotenzen ab, während die Brennspannung konstant bleibt.

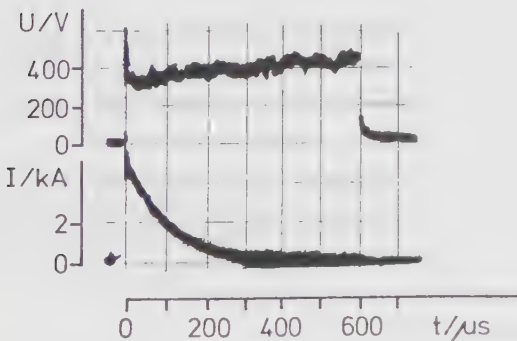


Abb. 2: Verhalten der Brennspannung während des Entladungsverlaufs

Bei der Variation des Entladungsdrucks erkennt man drei deutlich voneinander abgegrenzte Druckbereiche (Abb. 3). Bereich II von $p_0 = 6,5 \cdot 10^{-2}$ Pa bis $p_0 = 65$ Pa wird ein-

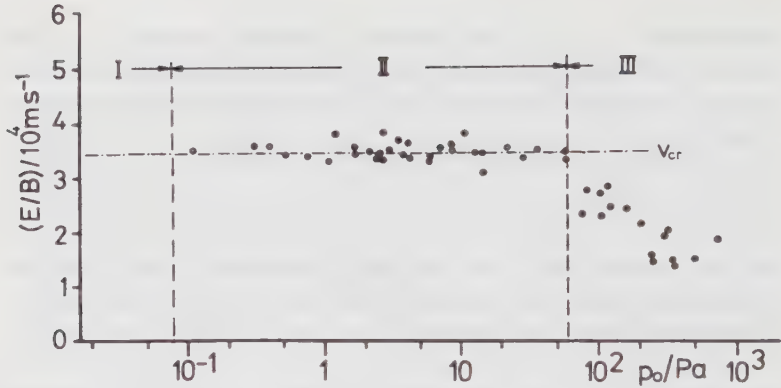


Abb. 3: E/B-Wert der Entladung gegen Druck. Eine Einteilung in drei verschiedene Druckbereiche ist erkennbar.

deutig durch das "kritische Geschwindigkeitsphänomen" beherrscht. Nähert man sich der unteren Grenze des Bereichs, verzögert sich zunehmend die Zündung der Entladung, wie schon von Sherwood und Kunkel²⁵ beschrieben. Unterhalb von $6,5 \cdot 10^{-2}$ Pa im Bereich I läßt sich schließlich eine Entladung nicht mehr aufrechterhalten. Oberhalb von 65 Pa im Bereich III sinkt die Brennspannung unter den kritischen Wert ab, gleichzeitig geht auch die Proportionalität zum Magnetfeld verloren.

Die hier aufgezeigten Parameterbereiche der Entladung stecken einerseits den Rahmen für die weiteren Untersuchungen ab und werden zum anderen bei den Überlegungen zur Ladungsträgerbilanz ihre weitere Beachtung finden.

2. MESSUNG DER PLASMAPARAMETER MIT LANGMUIRSONDEN

Mit der Bestimmung der Entladungsparameter konnte der Bereich abgegrenzt werden, in dem die "kritische Geschwindigkeit" vorherrscht. Hier werden nun detaillierte Messungen der Plasma-parameter vorgenommen, die einerseits einen Vergleich mit Modellen zur "kritischen Geschwindigkeit" ermöglichen, zum anderen eine wesentliche Voraussetzung für die später diskutierten spektroskopischen Untersuchungen darstellen.

Die Messungen werden mit Langmuirsonden durchgeführt, was mit verhältnismäßig wenig apparativem Aufwand verbunden ist und zu lokalen Informationen über Plasmadichte und Elektronentemperatur führt. Im rotierenden Plasma sind jedoch im Aufbau der Sonden wie bei der Auswertung die Strukturierung des Plasmas und die zeitliche Variation gebührend zu berücksichtigen.

Teilergebnisse der in diesem und dem folgenden Kapitel behandelten Fragen sind schon an anderer Stelle veröffentlicht²⁶.

2.1. AUFBAU DER SCHALTUNG UND KONSTRUKTION DER SONDEN

Zu dem gepulsten Betrieb der Entladung und der nötigen Beachtung des Magnetfeldes kommt als weitere Besonderheit eine ausgeprägte Speichenstruktur des Plasmas, die mit der kritischen Geschwindigkeit rotiert²². Für die Sondenmessung bedeutsam ist die Tatsache, daß damit Floatingpotentialschwankungen bis zu 200 V auf einer Zeitskala von $< 1 \mu\text{s}$ verbunden sind.

Aus diesem Grund wird ein Aufbau mit floatenden Doppelsonden eingesetzt (Abb. 4), so daß lediglich geringe Potentialunterschiede zwischen den einzelnen Sondenelektroden auftreten. Die Sondenspannung wird von einer Batterie mit Pufferkondensator geliefert und von Schuß zu Schuß variiert. Ein induktiver Stromspannungswandler (mit der Bandbreite $3 \cdot 10^2$ bis $5 \cdot 10^7$ Hz) sorgt für die elektrostatische Entkopplung der Anzeige des Stromsignals auf einem Oszillografen.

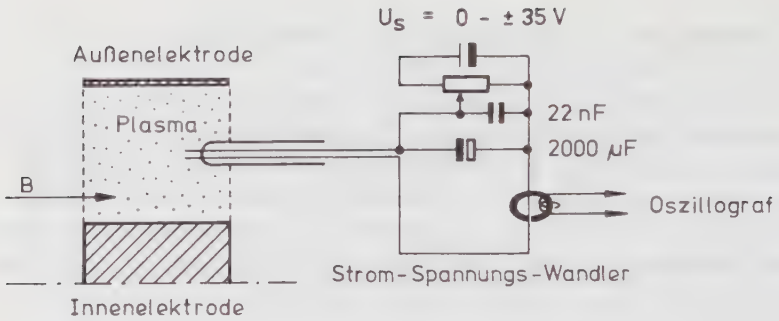
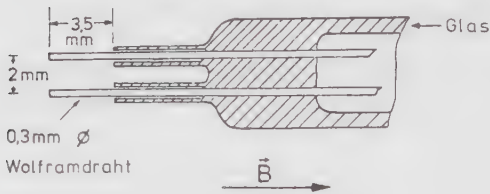


Abb. 4 Schaltkreis für die Sonden

a) Symmetrische Doppelsonde



b) Asymmetrische Doppelsonde

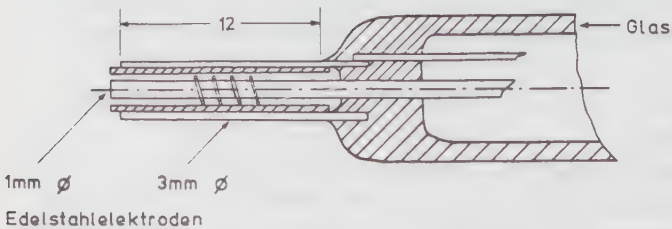


Abb. 5 Konstruktion der benutzten Sonden

Für die Untersuchungen werden zwei verschiedene Sonden eingesetzt. Die symmetrische Doppelsonde (Abb. 5a) dient zur Bestimmung der Plasmadichte aus dem Ionenstrom. Mit ihren Dimensionen erfüllt sie die Bedingung: $r_s \ll \lambda$ für die Anwendung einer stoßfreien Theorie, und wegen $r_s \ll r_{ci}$ ist der Einfluß des Magnetfeldes auf den Ionenstrom unerheblich, zumal gleichzeitig $\lambda_D \ll r_s$ erfüllt. Der Übersicht halber sind alle relevanten Größen tabellarisch zusammengestellt:

Sondenradius	r_s	$1,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
Ionengyrationsradius	r_{ci}	$> 3 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
freie Weglänge		
für Ionen	λ_i	$> 4 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
für Elektronen	λ_e	$> 5 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
Debyelänge	λ_D	$< 2 \cdot 10^{-5} \text{ m}$

Die asymmetrische Doppelsonde (Abb. 5b) wird zur Bestimmung der Elektronentemperatur herangezogen. Die Flächennormale der inneren 1 mm durchmessenden Elektrode ist parallel zum Magnetfeld ausgerichtet, so daß der Sondenstrom davon nicht behindert wird. Außerdem werden auf diese Weise gerade die sonst bei ebenen Sonden auftretenden Randeffekte unterdrückt; die Abschirmschicht wird durch das Magnetfeld genau auf die Sondenfläche begrenzt. - Im Gegensatz zur symmetrischen Doppelsonde läßt sich der Elektronenanlaufstrom bis nahe an den Sättigungsstrom verfolgen, da das Flächenverhältnis der Sondenelektroden mit

$$F_a/F_i = 120 > \sqrt{m_i/m_e}$$

die Aufnahme eines ebenso großen Ionenstromes erlaubt²⁷.

2.2. AUFNAHME DES SONDENSTROMS UND AUSWERTUNG

Es erweist sich als unmöglich, während einer Entladung die gesamte Sondenkennlinie durchzufahren, da, - wie schon erwähnt -, starke Parametervariationen im Mikrosekundenbereich auftreten. - Dennoch ist die Anwendung der Sonden sehr gut möglich; denn der für die Funktion der Sonde wichtige Aufbau der Raumladungsschicht erfolgt etwa in der Zeit einer Ionenplasmaperiode²⁷. Diese Zeit ist immer noch sehr kurz gegenüber den Parameteränderungen. Bei Dichten oberhalb $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$, die - wie noch gezeigt - schon bei Entladungsströmen von $I_E = 10 \text{ A}$ erreicht werden, beträgt die Zeit einer Ionenplasmaperiode $\tau_{pi} = \frac{1}{\omega_{pi}} < 1,6 \cdot 10^{-9} \text{ sec.}$

Die Aufnahme der Sondenkennlinie erfolgt Schuß für Schuß nach jeweiliger Änderung der Sondenspannung. Ein typisches Oszillogramm von der asymmetrischen Doppelsonde zeigt Abb. 6.

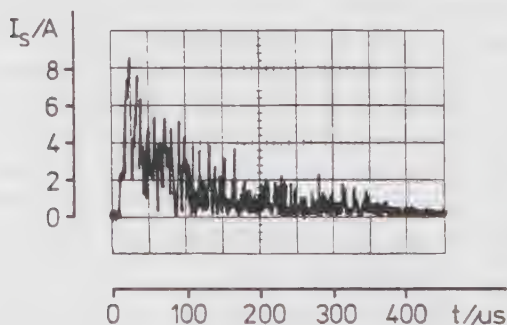


Abb. 6 Sondenstrom der asymmetrischen Doppelsonde. Die Speichenstruktur und das exponentielle Abklingen des Stroms während der Entladung sind zu erkennen.

Die im Floatingpotential erkannten Speichen werden tatsächlich als Dichtestruktur des Plasmas identifiziert. Dieser Befund läßt es nicht sinnvoll erscheinen, mittels Integration ein geglättetes, weniger streuendes Signal zu erzeugen, wie dies von Hellsten und Raggi¹³ zur Untersuchung der Randschicht

eines rotierenden Plasmas durchgeführt wurde. Es sind dann nur wenig aussagekräftige Mittelwerte zu erwarten, die die eigentlichen physikalischen Vorgänge in der azimuthalen Speichenstruktur unberücksichtigt lassen. In der vorliegenden Arbeit wird dagegen Wert darauf gelegt, diese Struktur aufzulösen. - Das gelingt ohne Schwierigkeiten bei der Interpretation der Plasmadichte.

Eine zuverlässige Bestimmung der Elektronentemperatur ist dagegen lediglich in den Maxima der Dichtespeichen möglich; denn nur hier läßt sich zu einer vorgegebenen Sondenspannung ein Wert des Sondenstroms angeben, der mit dem Strom bei anderen Sondenspannungen verglichen werden kann. Der Verlauf der Dichtemaxima während einer Entladung erweist sich als proportional zum Entladungsstrom, der exponentiell mit der Zeitkonstante des Entladungskreises abnimmt²⁶.

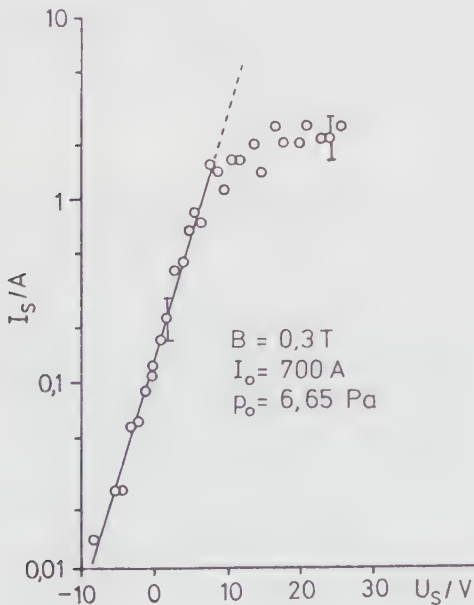


Abb. 7 Kennlinie der asymmetrischen Doppelsonde

Die Proportionalität zwischen Plasmadichte und Strom wird an späterer Stelle noch unabhängig nachgewiesen. Mit einem numerischen Fit der Maxima des Sondenstroms an den exponentiellen Verlauf des Entladungsstromes wird als Sondenstrom der Wert zum Zeitpunkt $t = 0$ angegeben. Diese Mittelung setzt natürlich die Annahme einer vom Entladungsstrom unabhängigen Elektronentemperatur voraus, was ebenfalls noch bestätigt wird. Eine typische Kennlinie der asymmetrischen Doppelsonde zeigt Abb. 7. Die eingezeichneten Fehlerbalken ergeben sich aus der Standardabweichung des Fitverfahrens. Die Anzahl der berücksichtigten Speichen beträgt üblicherweise zwischen 40 und 50.

2.3. BESTIMMUNG DER ELEKTRONENTEMPERATUR

Die Elektronentemperatur T_e wird aus dem Anstieg des Elektronenanlaufstroms in der gezeigten halblogarithmischen Darstellung gewonnen. Dabei werden die Meßpunkte nahe dem Plasmapotential außer Acht gelassen, die bedingt durch das endliche Flächenverhältnis F_a/F_i , ein früheres Abknicken der Kennlinie in den Sättigungsstrom vortäuschen.

Aus der Kennlinie der asymmetrischen Doppelsonde ist lediglich der Schluß auf die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen parallel zum Magnetfeld möglich. - Aussagen über die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zum Feld werden aus der Kennlinie der symmetrischen Doppelsonde (Abb. 8) ermittelt.

Allerdings wird dabei nur der Bereich der Verteilungsfunktion mit den schnellsten Elektronen erfaßt. Nach Sanmartin²⁸ ist für diesen Teil der Kennlinie allerdings auch keine Korrektur aufgrund des starken Magnetfeldes nötig. Der aus dem Anstieg der Tangente an die Kennlinie²⁹ bei der Sondenspannung $U_s = 0$ ermittelte Wert der Elektronentemperatur $T_e = 4,2$ eV steht in guter Übereinstimmung mit der Temperatur parallel zu B. Die Elektronendrift im Plasma spielt keine Rolle wegen der geringen Driftenergie der Elektronen.

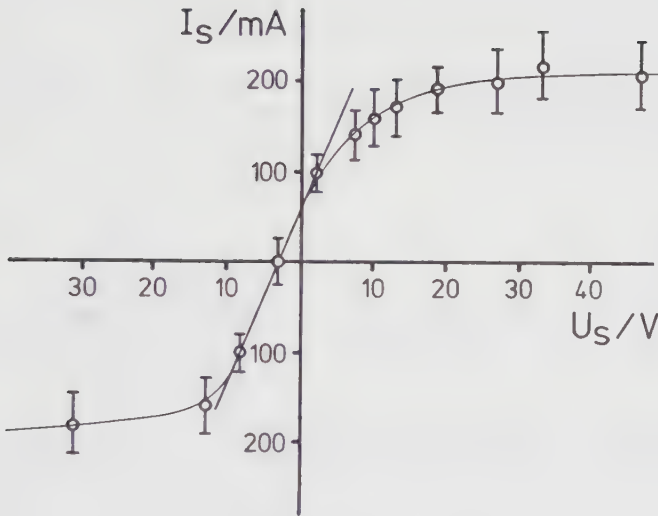


Abb. 8: Kennlinie der symmetrischen Doppelsonde
bei $p_0 = 8$ Pa, $B = 0,3$ T, $I_E = 1,3$ kA

Im Maximum der Dichtespeichen finden wir somit eine im wesentlichen isotrope Elektronentemperatur vor. Der gleiche Wert wird auch in dem weniger dichten Plasma außerhalb des Elektrodenbereichs der Entladung gefunden. Die Ergebnisse der Elektronentemperaturbestimmung sind in Abb. 9 zusammengestellt.

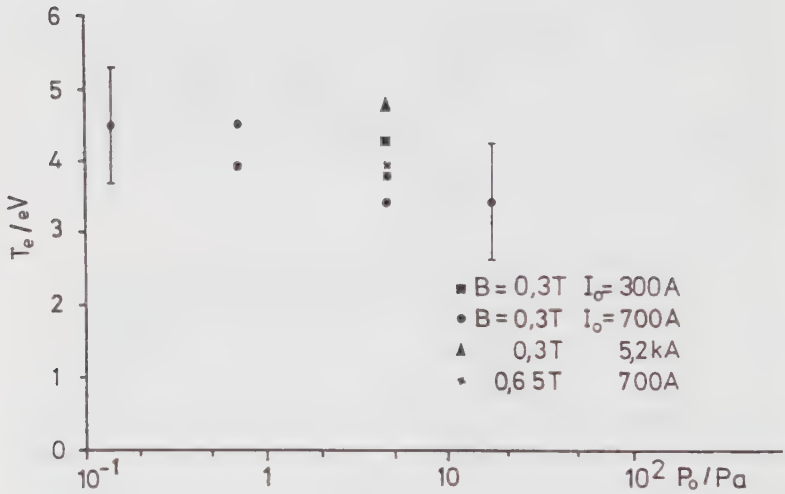


Abb. 9: Die Elektronentemperatur bei verschiedenen Entladungsparametern

Der Meßfehler setzt sich aus dem Fehler der Einzelmessungen und der Streuung der Meßpunkte in der Kennlinie zusammen und beträgt etwa $\pm 20\%$. Im Rahmen dieser Genauigkeit erweist sich die Elektronentemperatur in den Dichtespeichen als unabhängig von den Entladungsparametern: dem Neutralgasdruck, der Magnetfeldstärke und dem Entladungsstrom. - Damit ist u.a. die erste Voraussetzung für die Auswertung erfüllt.

2.4. BERECHNUNG DER PLASMA DICHTE

Die Plasmadichte wird aus dem Ionenstrom der symmetrischen Doppelsonde berechnet. Zur Auswertung wird die Theorie von Laframboise³⁰ herangezogen. Die Voraussetzungen für die Anwendung dieser stoßfreien Theorie sind hinreichend erfüllt.

Zu beachten ist jedoch die Ionendrift im ExB-Feld der Entladung, die zu einer Modifizierung des Ionenstroms führen kann. Dazu ist ein Vergleich der mittleren Ansauggeschwindigkeit der Ionen zur Sonde, die nach Bohm³¹

$$v_{is} = \sqrt{\frac{8 \cdot kTe}{\pi \cdot m_i}} \quad (2,1)$$

beträgt, mit der Ionendrift v_{id} erforderlich. Nach Überlegungen von Sherman³² hängt diese nur von dem Parameter

$$Q = \frac{2}{\lambda_i} \cdot \frac{r_{ci}}{B/T} = 0,9 \cdot \frac{p_0/Pa}{B/T} \quad (2,2)$$

ab, wobei λ_i die freie Weglänge der Ionen für Ladungsaustauschstöße ist. Dabei bleibt die Ionendrift für $Q \geq 10$, d.h. für Drucke oberhalb 5 Pa kleiner als v_{is} .

Für $v_{id} \ll v_{is}$ läßt sich der Sondenstrom nach Laframboise³⁰ schreiben:

$$I_{si} = 2\pi \cdot r_s \cdot l_s \cdot n_e \cdot e \cdot I_N \cdot v_{is}, \quad (2,3)$$

wobei I_N den von Laframboise berechneten normierten Sondenstrom für eine Zylindersonde darstellt. Dieser Faktor wird nach einem vereinfachten Verfahren von Sonin³³ bestimmt.

Im Fall $v_{id} \gg v_{is}$ wirkt die Sonde dagegen vielmehr wie ein flacher Stift, der seine Fläche $2 \cdot r_s \cdot l_s$ der Ionendrift aus-

setzt. Der Sondenstrom muß dann gemäß der Beziehung von Hester und Sonin^{33,34} modifiziert werden:

$$I_{si} = 2 \cdot r_s \cdot l_s \cdot n_e \cdot e \sqrt{\frac{kTe}{8\pi m_i} + v_{id}^2} \quad (2,4)$$

Für den Übergang zwischen beiden Bereichen, etwa für $Q \approx 1$, wird solange (2,3) benutzt, wie die Bedingung

$$\pi \cdot I_N \cdot v_{is} > \sqrt{\frac{kTe}{8\pi m_i} + v_{id}^2} \quad (2,5)$$

erfüllt ist.

Zur Ermittlung der Plasmadichte wird die unter 2.3. gefundene Elektronentemperatur eingesetzt. Etwa davon abweichende Temperaturen im Dichteanstieg, wo deren direkte Bestimmung unmöglich ist, führen hier nur zu geringen Fehlern in der Dichte, da gerade bei Zylindersonden die exakte Kenntnis der Elektronentemperatur nicht erforderlich ist³⁵. Auch für die Modifizierung (2,4) trifft diese Feststellung zu, da für $Q < 1$ die Ionendrift den dominanten Beitrag liefert. Deshalb kann der zeitliche Verlauf des Ionenstroms direkt als Dichteverlauf identifiziert werden.

Die auf diese Weise aus dem Ionenstrom der symmetrischen Doppelsonde ermittelten Dichtewerte stehen in guter Übereinstimmung mit Resultaten des Elektronen- und Ionensättigungsstroms der asymmetrischen Doppelsonde, bei der der Sondenstrom senkrecht zur diskutierten Ionendrift fließt.

2.5. RÄUMLICHE STRUKTUR DER PLASMA DICHTEN

Im Hinblick auf die späteren spektroskopischen Untersuchungen ist die Kenntnis der Dichteverteilung im Plasma von besonderer Bedeutung, da sich eine gewisse Integration der Information einerseits über den Lichtweg durch das Plasma, andererseits über das gewählte Zeitfenster nicht vermeiden läßt.

Mit zwei sich axial exakt gegenüber liegenden, verschiebbaren Sonden konnte sichergestellt werden, daß die Speichen auf der gesamten Länge genau axial ausgerichtet sind, was offensichtlich durch eine Korsettwirkung des Magnetfelds zustandekommt. Deshalb erweist sich später eine End-On Beobachtung des Plasmalichts als sinnvoll.

Die gleiche Anordnung der Sonden ermöglicht die Bestimmung des axialen Dichteprofiles (Abb. 10).

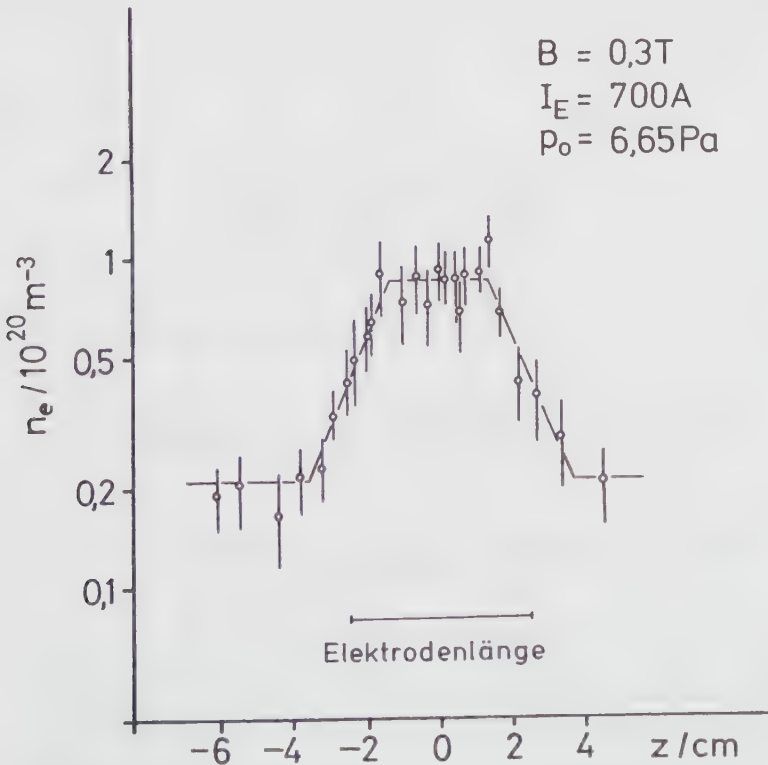


Abb. 10: Das axiale Dichteprofil des rotierenden Plasmas. Die Endplatten haben einen Abstand von ca. 20 cm.

Auffallend ist die scharfe Begrenzung des Plasmas auf den Raum zwischen den Elektroden, die keinen ursächlichen Zusammenhang mehr mit den isolierenden Endplatten aufweist²⁶. Diese befinden sich - in der untersuchten Anordnung A - in einem Abstand von ca. 20 cm vom Plasma.

Wird der Entladungsstrom erhöht, macht sich eine Ausdehnung des Plasmas in das umgebende Gasvolumen bemerkbar (Abb. 11), die mit höheren Strömen drastisch zunimmt. Die Begrenzung des Plasmas erweist sich als weniger scharf. - Diese Beobachtungen sollen noch in den folgenden Bilanzüberlegungen für die Ladungsträger eine wichtige Rolle spielen.

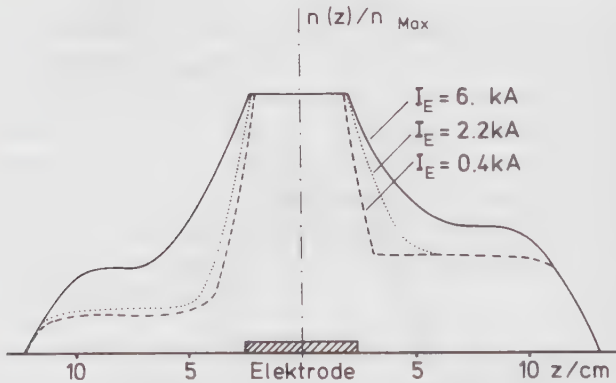


Abb. 11: Variation des axialen Dichteprofiles mit dem Entladungsstrom

In radialer Richtung erscheinen die Speichen als starrer Rotator, wie mit Sondenkorrelationsmessungen gezeigt werden konnte. Den radialen Dichteverlauf zeigt Abb. 12. Aufgrund der dargestellten Ergebnisse kann man in radialer wie auch axialer Richtung von nahezu homogenen Speichen zwischen den Elektroden sprechen. In den Zwischenräumen sinkt die Dichte mit zunehmendem Radius stärker ab, was hier offensichtlich auf den größeren Abstand der Speichen voneinander zurückzuführen ist.

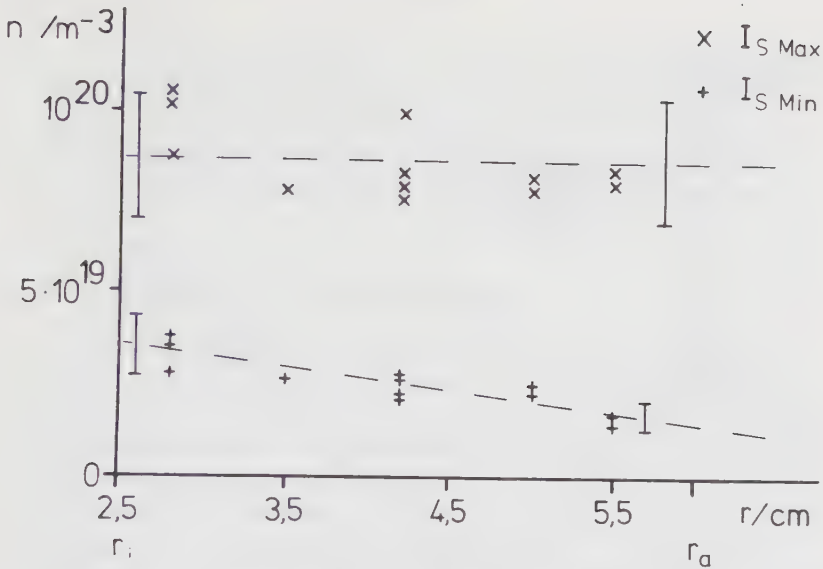


Abb. 12: Radialer Verlauf der Plasmadichte in und zwischen den Speichen

2.6. PARAMETERABHÄNGIGKEIT DER DICHTEN

Die Dichtemaxima der Speichen weisen eine strenge Proportionalität zwischen Entladungsstrom und Plasmadichte auf (Abb. 13)²⁶. - Diese Ergebnisse wurden durch Variation des Anfangsstroms der Entladung gewonnen. - Damit ist auch die zweite Voraussetzung für die Auswertung der Sondenmessungen erfüllt. Außerdem ergibt sich hier eine direkte Gegenüberstellung der beiden verwandten Anordnungen A (Kreuze) und B (Kreise). Die Plasmadichten stimmen sehr gut miteinander überein, was aufgrund der gleichen Geometrie der Entladungsräume auch zu erwarten ist. Der experimentelle Befund sichert die Übertragbarkeit der Ergebnisse zusätzlich ab.

Bei den Untersuchungen kann keine wesentliche Abhängigkeit der Plasmadichte von den übrigen Parametern wie Magnetfeldstärke und Gasdruck gefunden werden.

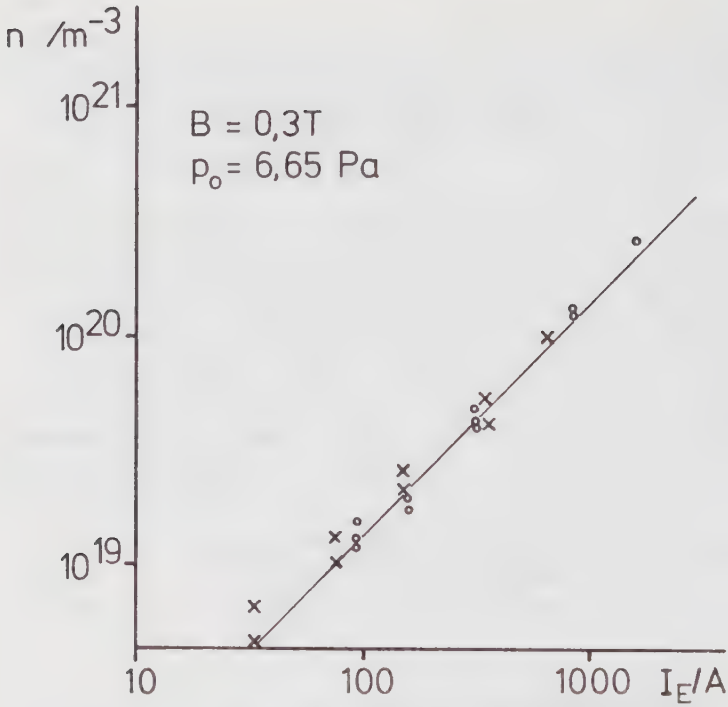


Abb. 13: Plasmadichte gegen Entladungsstrom
 x Anordnung A, o Anordnung B

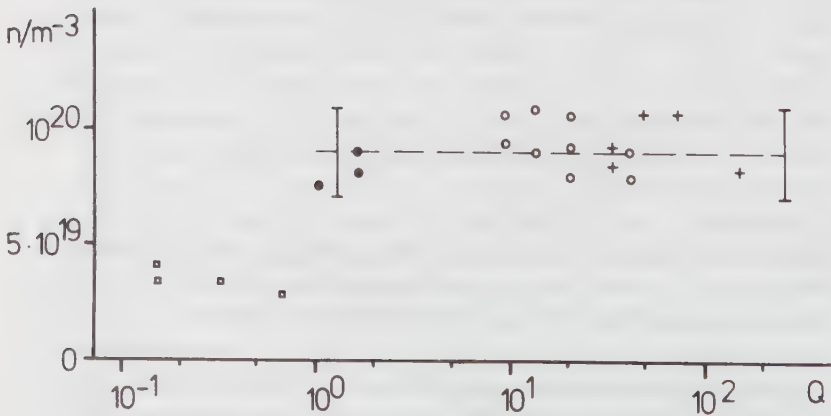


Abb. 14: Variation der Plasmadichte mit Druck und Magnetfeld, $I_E = 1 kA$

$\square p_0 = 0,1 Pa$, $\bullet p_0 = 0,53 Pa$, $\circ p_0 = 8 Pa$, $+ p_0 = 24 Pa$

Abb. 14 faßt diese Ergebnisse in einer Auftragung der Dichte gegen den Parameter $Q \approx p_0/B$ zusammen (vergl. auch 2,2). Lediglich bei den niedrigsten Drucken sinkt die Dichte allmählich ab, was auf den Übergang zum Druckbereich III hinweist, wo keine Entladung mehr aufrechterhalten werden kann.

2.7. ERGEBNISSE DER SONDENDIAGNOSTIK

Trotz der starken Strukturierung des gepulsten rotierenden Plasmas wurden hier Langmuirsonden erstmals erfolgreich zur lokal auflösenden Diagnostik herangezogen. Eine statistische Auswertemethode, die den Entladungsablauf berücksichtigt, ermöglicht es, detaillierte Angaben über die räumliche Struktur des Plasmas zu gewinnen und die Elektronentemperatur in den beobachteten Dichtespeichen zu bestimmen. Sie erweist sich über den gesamten untersuchten Parameterbereich als konstant.

Das Plasma ist scharf auf den Raum zwischen den Elektroden begrenzt, unabhängig von etwa vorhandenen Endplatten. Weiter konnte sichergestellt werden, daß die Dichte im kritisch rotierenden Plasma proportional zum Entladungsstrom ist und von den übrigen Parametern praktisch nicht mehr abhängt. Diese Ergebnisse ermöglichen im folgenden eine detaillierte Ladungsträgerbilanz des Plasmas.

3. LADUNGSTRÄGERBILANZ DES ROTIERENDEN PLASMAS

Alle bisherigen Versuche, zu einer modellmäßigen Deutung des Phänomens der "kritischen Geschwindigkeit" zu kommen, konnten nur anhand ihrer Aussagen über die globalen Entladungsparameter eine experimentelle Prüfung erfahren. Da jedoch gerade der rapide Ionisierungsprozeß bei der "kritischen Geschwindigkeit" eine zentrale Rolle spielt, sind vor allem von einer detaillierten Ladungsträgerbilanz, - wie sie aufgrund der vorangegangenen Bestimmungen der Plasmaparameter ermöglicht wird -, interessante Aufschlüsse zu erwarten. Deshalb soll zunächst eine Auseinandersetzung mit dem Modell einer modifizierten positiven Säule erfolgen, wie es von Drobysheskii¹¹ vorgeschlagen und von Lehnert¹² weiter diskutiert wurde. Im Anschluß daran soll die Einbeziehung kollektiver Effekte im Zusammenhang mit der räumlichen Struktur des Plasmas erfolgen.

3.1. LADUNGSTRÄGERVERLUSTPROZESSE

- Bilanzgleichung

In Kenntnis der Meßergebnisse der lokalen Plasmadichte aus dem Vorkapitel soll nunmehr auch die räumliche Struktur des Plasmas bei der Bilanz berücksichtigt werden. Dabei wird das Plasma zunächst als ein quasistationäres Gebilde behandelt, das als Ganzes mit der Geschwindigkeit v_ϕ rotiert. Also gilt die Bilanzgleichung eines stationären Plasmas:

$$S(\underline{r}) = v_i(\underline{r}) \cdot n_e(\underline{r}) = \nabla \cdot \underline{I}(\underline{r}) + R(\underline{r}) \quad (3,1)$$

Die Neuerzeugungsrate S ist hier schon als proportional zur Elektronendichte angesetzt. $\underline{I}$ stellt den Teilchentransport und R den Volumenverlust dar.

Auf der Seite der Verlustprozesse konkurrieren - wie schon in der Bilanzgleichung angedeutet - verschiedene Vorgänge miteinander, die zunächst einzeln diskutiert werden. Durch

Ermittlung des dominanten Prozesses soll dann eine Mindestverlustrate gewonnen werden, die schließlich in der Bilanz durch eine ebenso hohe Neuerzeugungsrate gedeckt werden muß.

- Diffusion

Den wichtigsten Transportprozeß für Ladungsträger in teil-ionisierten Plasmen stellt die ambipolare Diffusion dar. Wegen des starken axialen Magnetfelds sind im rotierenden Plasma lediglich Diffusionsverluste in axialer Richtung in Betracht zu ziehen. In den schon zitierten Arbeiten^{11,12} wird die Diffusion parallel zum Magnetfeld als dominanter Verlustprozeß angesehen. Die Ladungsträger gehen schließlich durch Rekombination an den Endplatten verloren.

Das gemessene axiale Dichteprofil (Abb. 10) läßt jedoch diesen Schluß in unserem Fall nicht zu. Es wird vielmehr offensichtlich, daß durch die Wahl des großen Wandabstandes in Anordnung A ein für das rotierende Plasma typischer Verlustprozeß sichtbar wird, den normalerweise die Wandrekombination überdeckt. - Das Plasma ist am Elektrodenraum relativ scharf begrenzt und klingt dann sehr langsam bis zu den Endplatten ab. Ein solches Dichteprofil würde verständlich unter der Annahme, daß die Neuerzeugung von Ladungsträgern auf den Raum zwischen den Elektroden konzentriert ist, während im Außenraum die Volumenverluste überwiegen. Eine solche Modellvorstellung (Abb. 15) läßt sich eindimensional formulieren:

$$S - \nu_R \cdot n(z) = -D_a \cdot \frac{d^2}{dz^2} n(z) \quad (3,2)$$

In dem schraffierten Gebiet spiele die Diffusion nur eine untergeordnete Rolle, in dem Außengebiet dagegen sei $S = 0$ und ν_R stelle die Volumenverlustfrequenz dar. Es folgt für den Außenraum

$$\frac{\nu_R}{D_a} \cdot n(z) = \frac{d^2}{dz^2} n(z), \quad (3,3)$$

was mit dem Ansatz $n(z) = n_0 \cdot e^{-\alpha z}$ befriedigt werden kann.

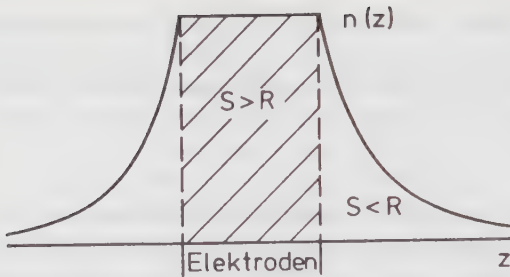


Abb. 15: Modell zum axialen Dichteprofil; zwischen den Elektroden dominiert die Neuerzeugung

Aus dem gemessenen Dichteprofil (Abb. 10) läßt sich $\alpha = 0,6 \text{ cm}^{-1}$ ablesen. Damit berechnet sich die Verlustfrequenz wie folgt:

$$\nu_R = \alpha^2 \cdot D_a = \alpha^2 \cdot \frac{b_i \cdot p_0}{p_0} \cdot \frac{kT_e}{e} \quad (3,4)$$

Die reduzierte Beweglichkeit $b_i p_0$ wird der Arbeit von Oskam und Mittelstadt³⁶ entnommen. Für die typischen Parameter $T_e = 3.8 \text{ eV}$ und $p_0 = 8 \text{ Pa}$ ergibt sich: $\nu_R = 1,8 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. Deshalb ist nur bei entsprechend hohen Volumenverlusten die Aufrechterhaltung des beobachteten axialen Profils möglich.

Die zunächst aufkommende Vermutung, es handele sich hierbei um einen Trägheitseffekt der gepulsten Entladung, wird dadurch widerlegt, daß das Profil während der gesamten Brenndauer des Plasmas von ca. $600 \mu\text{s}$ genau erhalten bleibt.

Eine Modifizierung erfährt die Diffusion des Plasmas, sobald der Ionisationsgrad nicht mehr als klein anzusehen ist. Das macht sich in einem weniger steilen Dichtegradienten und folglich in einer größeren Längsausdehnung des Plasmas bemerkbar (s. Abb. 11). Die weitere Diskussion soll sich jedoch auf den Dichtebereich $n_e \leq 10^{20} \text{ m}^{-3}$ beschränken.

- Volumenverluste

Betrachten wir dazu die möglichen Volumenverlustprozesse. - Beträchtliche Ladungsträgerverluste durch Attachment, d.h. durch Anlagerung von Elektronen an Atome zu negativen Ionen und anschließende Rekombination wurden bisher nur in stark elektronegativen Gasen und in Wasserstoffplasmen beobachtet³⁸.

Die direkte Rekombination von Ladungsträgern wird gut durch die kombinierte Stoß-Strahlungsrekombination nach Bates et al.³⁹ beschrieben.

$$\nu_R = n \cdot \rho(n, T_e) \quad (3,5)$$

Durch Einsetzen der gemessenen Elektronentemperatur $T_e = 3,8 \text{ eV}$ und der höchsten betrachteten Dichte $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ gewinnt man eine Abschätzung der maximalen Verlustfrequenz für Rekombination aus den Tabellen³⁹ $\nu_R = 20 \text{ s}^{-1}$. Diese Rekombination kann die große Anzahl herausdiffundierender Ladungsträger also nicht aufnehmen, zumal die Elektronentemperatur auch außerhalb des Elektrodenbereichs die gleiche Höhe aufweist und die Dichte sehr schnell abnimmt, was eine weitere Verringerung der Rekombinationsrate zur Folge hat.

- Verluste über den Entladungsstrom

Den gleichen Effekt wie ein Volumenverlust bewirkt in unserem Modell ein Abtransport von Ladungsträgern senkrecht zum Magnetfeld, d.h. mit dem Entladungsstrom zu den Elektroden.

In Gasentladungen wird der Stromfluß üblicherweise mit dem Transport von Elektronen beschrieben, die jedoch für die Ladungsträgerbilanz des Plasmas selbst keine Rolle spielen. Im rotierenden Plasma fließt der Strom senkrecht zum Magnetfeld, was normalerweise ein großes Hindernis für die Elektronen darstellt. Während in einer Entladung ohne Magnetfeld - oder auch bei Stromfluß parallel zum Feld - die Elektronen die bevorzugten Ladungsträger sind, besitzen hier die Ionen die größere Beweglichkeit. Auf die Bedeutung der Ladungsaus-

tauschstöße für die Ionenbewegung hat schon Sherman hingewiesen³². Über ein statistisches Modell für die Ionenbewegung im Magnetfeld gelangt er zu einer mittleren Radialgeschwindigkeit $\langle v_{ir} \rangle$ der Ionen, die von dem Parameter $Q - P_0/B$ abhängt (vgl. 2,2). Daraus läßt sich die Ionenstromdichte mit

$$j_i = n \cdot e \cdot \langle v_{ir} \rangle \quad (3,6)$$

bestimmen, die für den untersuchten Parameterbereich mit dem Entladungsstrom vergleichbar ist.

Sherman interpretiert damit den Entladungsstrom weitgehend als einen Ionenstrom, der folglich mit einer konstanten Stärke durch das Plasma gezogen wird. Eine Konsequenz dieser Vorstellung ist die Annahme einer Anodenschicht, in der diese Ionen erzeugt werden, da ihre Entstehung auf der Anode selbst ausgeschlossen werden kann. Eine selbstkonsistente Berechnung einer solchen Schicht⁴⁰ führt zu einem großen Potentialsprung in der Größenordnung der gesamten verfügbaren Entladungsspannung, was jedoch experimentell nicht beobachtet wird. Folglich muß die Ionenerzeugung für den Entladungsstrom im gesamten Plasmavolumen stattfinden. Von der Anode zur Kathode hin geht der Elektronenstrom dabei allmählich in einen Ionenstrom über, was aus der Kontinuitätsgleichung für Elektronen und Ionen folgt.

$$S = \frac{\nabla j_i}{e} = - \frac{\nabla j_e}{e} \quad (3,7)$$

Der Abzug von Ladungsträgern durch den Entladungsstrom wird gerade durch die lokale Neuerzeugung S kompensiert. Andererseits erfordert diese Vorstellung natürlich auch eine erhöhte Elektronenleitfähigkeit senkrecht zum Magnetfeld, die sich aus der gemessenen Stromdichte und dem radialen elektrischen Feld zu $\sigma_e = 14 \text{ A/Vm}$ bestimmt²⁶. In dem betrachteten teilionisierten Plasma wird dieser Wert bei ausschließlicher Berücksichtigung binärer Stöße der Elektronen mit Atomen

$$\sigma_e = \frac{e^2 n_e}{m_e} \cdot \frac{v_{en}}{\omega_{ce}} = 0.3 \text{ A/Vm}$$

weit unterschritten. Diese Frage wird im folgenden Kapitel noch diskutiert. Im später zu behandelnden Hochstromplasma erreicht schließlich bei Dichten $n_e \geq 6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ die Leitfähigkeit nach Spitzer⁴¹ genügend hohe Werte.

Die Integration von (3,7) über das gesamte Plasmavolumen führt zu einer mittleren Verlustrate:

$$R = \frac{j_E}{e \cdot (r_a - r_i)} \quad (3,8)$$

wobei j_E die Entladungsstromdichte darstellt. Bei einem Entladungsstrom $I_E = 1 \text{ kA}$ ergibt sich unter Berücksichtigung der Stromverteilung (s. auch Kap. 4.2.) eine Verlustfrequenz $\nu_s = 2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$, die dem aus dem Dichteprofil gewonnenen Wert sehr gut entspricht.

Damit erweist sich der Entladungsstrom selbst als der dominante Teilchenverlust. Erst bei sehr kleinen Gasdrucken von 0,1 Pa kann die Diffusion zu den Wänden damit konkurrieren.

3.2. NEUERZEUGUNGSRATE

Berücksichtigt man nur noch den Hauptverlustprozeß an Ladungsträgern, reduziert sich die Bilanz auf:

$$S = \frac{j_E}{e \cdot (r_a - r_i)} \quad (3,9)$$

Da unter Kapitel 2.6. die Beziehung $n_e \sim I_E$ experimentell bestätigt werden konnte, gilt die Bilanzgleichung unabhängig von der Dichte n_e bzw. dem Entladungsstrom I_E in der Form.

$$\nu_i = \frac{j_E}{n_e \cdot e \cdot (r_a - r_i)} \quad (3,10)$$

Damit reduziert sich das Problem auf die Bestimmung der Neuerzeugungsfrequenz ν_i , die allerdings noch eine Abhängigkeit aufweist von der Differenz der beiden Elektrodenradien, d.h. der Wegstrecke, auf der die benötigten Ladungsträger erzeugt werden können. Für eine vorgegebene Geometrie des Experiments läßt sich die Verlustrate nun mit erreichbaren Neuerzeugungsraten vergleichen.

Ionisation durch Elektronenstoß ist in Niederdruckplasmen der allgemein anerkannte Ionisierungsprozeß. Die Ionisierungsfrequenz läßt sich durch folgenden Ausdruck beschreiben:

$$\nu_i = n_0 \cdot \int_0^\infty f(W) \cdot \frac{2W}{m_e} \cdot \sigma_i(W) dW, \quad (3,11)$$

der eine Faltung der Energieverteilung der Elektronen $f(W)$ mit dem Wirkungsquerschnitt für Ionisation $\sigma_i(W)$ darstellt. Damit wird ν_i proportional zur Neutralgasdichte n_0 , die den Fülldruck des Plasmas wiedergibt. Über die Energieverteilung $f(W)$ hängt ν_i außerdem von der Elektronentemperatur T_e ab. Daraus folgt unmittelbar, daß in dem untersuchten Druckbereich, der sich über drei Zehnerpotenzen erstreckt, nur über eine Anpassung der Elektronentemperatur die jeweilige Deckung des gleichbleibenden Ladungsträgerverlustes erreicht werden kann.

3.3. ENERGIEBILANZ FÜR DIE ELEKTRONEN

Die Elektronentemperatur wird aus einer Bilanz gewonnen, in der die Elektronen Energie aus dem radialen elektrischen Feld aufnehmen und diese in elastischen und inelastischen Stößen mit Atomen wieder abgeben. Es handelt sich dabei um eine Energiebilanz mit Ohmscher Heizung¹².

Der Ausgangspunkt ist die Impulstransportgleichung für die Elektronen in gekreuzten Feldern:

$$0 = e \cdot n_e \cdot (\underline{E} + \underline{v}_e \times \underline{B}) - n_e \cdot m_e \cdot \underline{v}_{em} \cdot \underline{v}_e \quad (3,12)$$

Dabei bleibt der Druckterm unberücksichtigt, ebenso Einflüsse der Zylindergeometrie, da das Verhältnis der Elektronengyrofrequenz zur Rotationsfrequenz des Plasmas $\omega_{ce}/\Omega \gg 1$ ist. Die in die Entladung eingebrachte elektrische Leistung ergibt sich durch skalare Multiplikation der Gleichung mit $\underline{v}_{e\perp}$

$$e \cdot n_e \cdot \underline{v}_{e\perp} \cdot \underline{E} = \underline{j}_{e\perp} \cdot \underline{E} = m_e \cdot n_e \cdot v_{em} \cdot v_{e\perp}^2 \quad (3,13)$$

Für ein ausschließlich radiales elektrisches Feld ist damit exakt der Energie-Input beschrieben. Die radiale Driftgeschwindigkeit der Elektronen ergibt sich direkt aus der Impulsbilanz (3,12)

$$v_r = \frac{v_{em}/\omega_{ce}}{1 + (v_{em}/\omega_{ce})^2} \cdot \frac{E_r}{B} \quad (3,14)$$

Damit steht zur Elektronenheizung die Energie:

$$P_{Hz} = n_e \cdot m_e \cdot v_{em} \cdot \left(\frac{E_r}{B} \right)^2 \cdot \frac{1}{1 + (v_{em}/\omega_{ce})^2} \quad (3,15)$$

zur Verfügung.

Im gleichen Zeitintervall verlieren die Elektronen Energie durch die Stöße mit den Atomen. Bei einem mittleren Stoß wird der Bruchteil $\kappa_e(T_e)$ abgegeben. Für rein elastische Stöße nähert sich κ_e dem Massenverhältnis m_e/m_0 , während bei höheren Elektronenenergien inelastische Energieverluste berücksichtigt werden müssen.

$$P_v = 2 \cdot \kappa_e \cdot (T_e) \cdot v_{em} \cdot n_e \cdot k \cdot (T_e - T_0) \quad (3,16)$$

Aus (3,14) und (3,15) folgt als Energiebilanz

$$\frac{m_e}{2} \cdot \left(\frac{E_r}{B} \right)^2 = \kappa_e(T_e) \cdot (1 + (v_{em}/\omega_{ce})^2) \cdot k \cdot (T_e - T_0) \quad (3,17)$$

Für $v_{em}/\omega_{ce} \ll 1$ und $T_e \gg T_0$, was im Plasma mit $p_0 < 65$ Pa, $B \geq 0,1$ T erfüllt ist, wird daraus die einfache Beziehung:

$$\kappa_e(\chi) = \frac{m_e}{m_i} \cdot \frac{1}{\chi} \quad (3,18)$$

Dabei wurden die Größe $\chi = \frac{kT_e}{W_i}$ eingeführt und die experimentell erfüllte Beziehung für die "kritische Geschwindigkeit"

$$W_i = \frac{m_i}{2} \cdot \left(\frac{E_r}{B} \right)^2 \quad (3,19)$$

berücksichtigt.

- Elektronentemperatur bei Ohmscher Heizung

Aus dieser Beziehung läßt sich leicht mit Hilfe von Abb. 16 - κ_e wurde aus¹² übernommen - die Elektronentemperatur T_e ermitteln. Es fällt auf, daß sich eine über den gesamten Druckbereich konstante Temperatur ergibt, deren Wert $T_e = 3.4 \text{ eV}$ verblüffend mit der durch Sondenmessungen ermittelten Temperatur übereinstimmt. An dieser Stelle muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß T_e lediglich in den Dichtemaxima der Speichen bestimmt werden kann. In diesen Gebieten liegt offensichtlich ein Plasma vor, dessen Elektronentemperatur sich durch den beschriebenen klassischen Heizprozeß einstellt. Mit der Annahme, daß diese Temperatur im gesamten Plasma vorliegt, läßt sich die Ionisationsfrequenz

$$\nu_i / \text{s}^{-1} = 22 \cdot 10^3 p_0 / \text{Pa} \quad (3,20)$$

berechnen. Sie steigt linear mit der Neutralgasdichte an. Damit ist die Teilchenbilanz bei einem Neutralgasdruck von ca. 90 Pa erfüllt. Für höhere Drucke genügen sogar noch geringere Temperaturen, das bedeutet schließlich noch geringere E/B -Werte. Mit dieser einfachen Bilanz läßt sich der Druckbereich I der Entladung oberhalb 90 Pa gut beschreiben (s. Abb. 3).

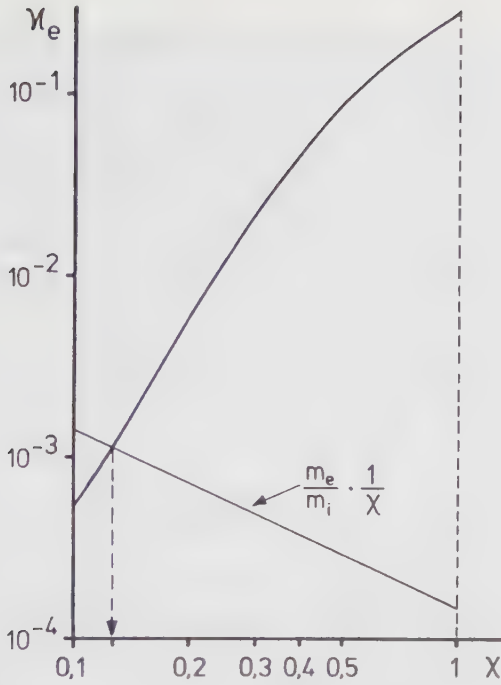


Abb. 16: Bestimmung der Elektronentemperatur

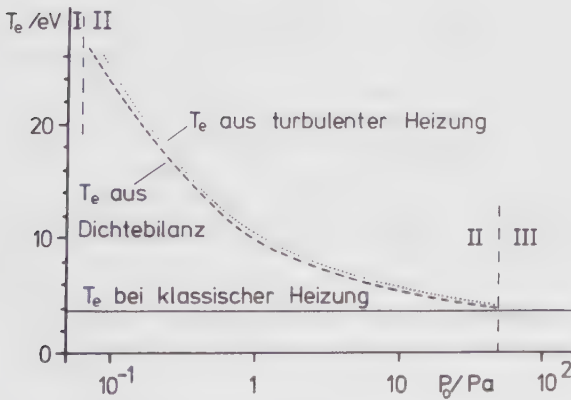


Abb. 17: Verlauf der Elektronentemperatur mit dem Neutralgasdruck unter verschiedenen Voraussetzungen

Da wegen des bekanntlich sehr steilen Verlaufs des Wirkungsquerschnitts für Ionisation mit der Elektronenenergie nur eine schwache Variation der Elektronentemperatur - und damit des radialen E-Feldes - im Homopolar zu erwarten ist, kam Drobyshevskii¹¹ mit genau diesen Überlegungen zu dem Schluß: Das Zusammenfallen des E/B-Wertes der Entladung mit Alfvén's "kritischer Geschwindigkeit" sei ein mehr oder minder zufälliges Ergebnis dieser Ladungsträgerbilanz. Seine experimentellen Arbeiten schienen ihm recht zu geben⁴². Sie wurden jedoch gerade im Grenzbereich bei Drucken $27 < p_0 < 133$ Pa durchgeführt - obendrein bei sehr kleinen Entladungsströmen $I_E \approx 10$ A - so daß sie für das "kritische Geschwindigkeitsphänomen" nur geringe Aussagekraft besitzen.

Im interessanten Druckbereich II jedoch, der durch das Auftreten der "kritischen Geschwindigkeit" charakterisiert ist, mußte die Elektronentemperatur dagegen weit über den gemessenen Wert hinaus ansteigen (Abb. 17), um bei sinkender Neutralgasdichte eine ausreichende Ionisationsrate zu erreichen. Das bedeutet, daß die thermischen Elektronen in den Speichen nicht die Ladungsträgerbilanz bestimmen können. Es muß noch ein wesentlich effektiverer Heizungsmechanismus - und zwar in der Front der Speiche - ablaufen, der zu diesen höheren Elektronenenergien führt. Dieser Ausgleich der Neuerzeugungsrate ist allerdings nur solange möglich, wie der Wirkungsquerschnitt für Ionisation mit der Elektronentemperatur ansteigt. Dabei wird eine maximale Ionisationsfrequenz

$$\nu_{i \text{ Max}} = 6,8 \cdot 10^7 \cdot p_0 / \text{Pa} \quad (3,21)$$

erreicht. Das führt zwangsläufig zu einer unteren Grenze des Neutralgasdruckes von $p_0 = 4 \cdot 10^{-2}$ Pa, unterhalb dieses Wertes können die Verluste in der untersuchten Entladungsgeometrie keinesfalls mehr gedeckt werden. Tatsächlich läßt sich hier die Entladung auch nicht aufrechterhalten.

- Elektronentemperatur bei turbulenter Heizung

Setzen wir nun im Druckbereich II einen zusätzlichen effektiveren Heizungsmechanismus an, der unabhängig von der Zahl der binären Stöße in der Lage ist, eine Energie der Größenordnung W_i auf die Elektronen zu übertragen. Mit einem Parameter v_{eff} , der die effektive Energieübertragung angibt, führt das analog (3,17) auf den Ansatz

$$W_i \cdot v_{eff} = \frac{m_i}{m_e} \cdot \kappa_e(T_e) \cdot v_{em} \cdot kT_e \quad (3,22)$$

für die Energiebilanz der Elektronen. Nach entsprechender Umrechnung ergibt sich:

$$\kappa_e(x) = \frac{m_e}{m_i} \cdot \frac{v_{eff}}{v_{em}(p_0)} \cdot \frac{1}{x} \quad (3,23)$$

Da bei $p_0 = 65$ Pa gerade die Zusatzheizung einsetzen muß, setzen wir also an: $v_{eff} = v_{em}(p_0)$, $p_0 = 65$ Pa. Für den weiteren Verlauf der Beziehung mit p_0 erhält man einen Anstieg der Elektronentemperatur (Abb. 17). Bei gleichbleibender Heizrate sinkt die Kühlrate durch Abnahme der Neutralgasdichte ab. - Man erkennt, daß nun die Bilanz über den gesamten Parameterbereich in befriedigende Übereinstimmung zu bringen ist. Eine Vorstellung über den Mechanismus des Prozesses soll im folgenden Kapitel dargelegt werden.

Zum Schluß dieser Betrachtung sei noch ein Blick auf die Abhängigkeit von der Entladungsgeometrie erlaubt, die über die Verlustprozesse eine große Rolle spielt. Wegen des sehr steilen Anstiegs der Neuerzeugungsrate mit der Elektronentemperatur wirkt sich diese nur schwach in dem E/B-Wert der Entladung aus.

3.4. ZUSAMMENFASSUNG DER LADUNGSTRÄGERBILANZ

Anhand der axialen Dichtestruktur des rotierenden Plasmas kann deutlich gemacht werden, daß der Entladungsstrom selbst für den dominanten Ladungsträgerverlust verantwortlich ist. - Eine Energiebilanz der Elektronen führt auf eine Elektronentemperatur, die tatsächlich im voll ausgebildeten Plasma - in den Dichtemaxima der Speichen - gemessen wird. Sie ist jedoch bei weitem zu gering, um die Ladungsträgerbilanz im kritisch rotierenden Plasma zu erfüllen; lediglich der Bereich hoher Drucke, wo keine "kritische Geschwindigkeit" mehr zu registrieren ist, wird damit richtig beschrieben.

Die Vorstellungen von Drobyshevskii¹¹ über einen mehr oder weniger zufälligen Zusammenhang der "kritischen Geschwindigkeit" mit der Ladungsträgerbilanz des Plasmas ähnlich dem Modell einer Positiven Säule sind damit endgültig widerlegt.

Die Einführung einer von binären Stößen und damit vom Druck unabhängigen Elektronenheizung führt schließlich auf eine befriedigende Ladungsträgerbilanz für den gesamten von "kritischer Geschwindigkeit" registrierten Druckbereich. - Die physikalische Modellvorstellung dazu wird im folgenden Kapitel behandelt.

4. SPEICHENSTRUKTUR DES ROTIERENDEN PLASMAS

Nachdem im Vorkapitel die erkannte Speichenstruktur der Entladung lediglich als Geometriefaktor in der Ladungsträgerbilanz berücksichtigt wurde, soll nun anhand der genauen Form der Speichen und der Korrelation zwischen Plasmadichte, Floatingpotential und Stromdichte auf die ursächlichen Zusammenhänge eingegangen werden. Die Potentialstruktur in der Front der Speiche führt im Einklang mit den Stromdichtemessungen auf eine Relativdrift von Elektronen und Ionen. Dies ist der Ausgangspunkt für das Entstehen einer modifizierten Zweistrominstabilität, die eine ausreichende Heizung der Elektronen garantiert, so daß in der Speichenfront die beobachtete rapide Ionisation darin ihre Erklärung findet.

4.1. DICHTEVERLAUF UND POTENTIALSTRUKTUR

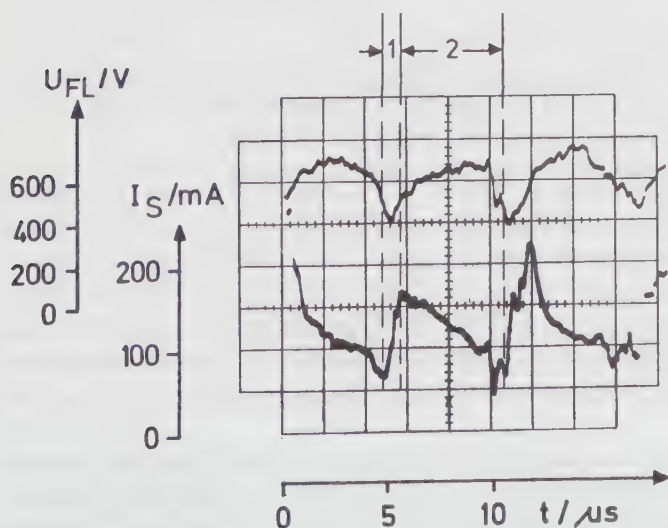


Abb. 18: Die Speichenstruktur des rotierenden Plasmas, oben: Floatingpotential, unten: Plasmadichte

Die in Kapitel 2. beschriebenen Sondenmessungen wurden ebenfalls mit höherer zeitlicher Auflösung durchgeführt. Bei gleichzeitiger Aufnahme des Ionenstroms und des Floatingpotentials ist eine strenge Korrelation beider Signale zu erkennen, wie Abb. 18 zeigt,

Eine Einzelspeiche weist eine deutliche Zweiteilung auf. Zone 1, die Front der Speiche, ist durch einen steilen Dichteanstieg innerhalb von ca. $1 \mu s$ charakterisiert. Hier tritt offensichtlich eine rapide Ionisation in Erscheinung, die mit einer Zone negativer Raumladung verbunden ist, sichtbar an der steilen Absenkung des Floatingpotentials. Diese Koinzidenz ist typisch für den gesamten Parameterbereich. Zone 2 besteht dagegen aus einem langsamer abklingenden Plasma, das von einem relativ flachen Verlauf des Floatingpotentials begleitet ist.

An dieser Stelle wird verständlich, warum in den Dichtemaxima der Speichen eine niedrige Elektronentemperatur gemessen wird. Hier findet man ein voll ausgebildetes - in der Front der Speiche "fremderzeugtes" - Plasma vor, das ohne weiteres einer klassischen Energiebilanz gehorcht. Die Neuerzeugung erfolgt dagegen in der Front durch energiereichere Elektronen, deren direkter Nachweis nicht ohne weiteres möglich ist. Eine Abschätzung der Neuerzeugungsrate aus dem Dichteanstieg fällt mit

$$v_i \approx 1 \cdot 10^6 s^{-1}$$

noch höher aus, da sie auf eine entsprechend schmalere Zone konzentriert ist; sie liegt aber in der gleichen Größenordnung wie die unter stationären Bedingungen abgeschätzte Rate.

Betrachten wir einmal die Vorgänge innerhalb der Speichenfront in folgendem idealisierten Modell: Eine unendliche dünne Schicht mit hoher Neuerzeugungsrate $S(x) = S_0 \cdot \delta(x_0)$ bewege sich mit der Geschwindigkeit v_0 senkrecht zum Magnetfeld B durch ruhendes Neutralgas. Die azimutale Koordinate ϕ wird hier mit x identifiziert. Abb. 19 zeigt diese Situation im

mitbewegten System der Speiche. Die kinetische Energie der mit v_0 eintreffenden Atome ist nach der Ionisation auf Elektronen und Ionen übergegangen. Während das leichte Elektron aufgrund des kleinen Gyrationradius in der Nähe seines Entstehungsortes bleibt, entfernt sich das Ion in das rückwärtige Gebiet der Speiche.

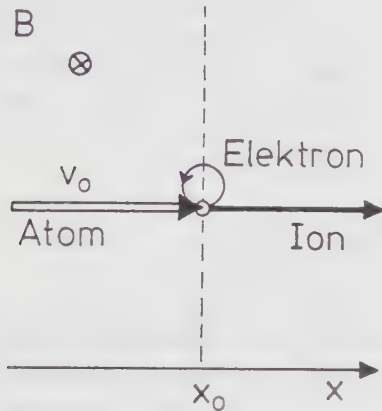


Abb. 19: Idealisierte Bewegung von Elektronen und Ionen im Magnetfeld nach der Ionisation eines mit v_0 eintreffenden Atoms am Ort x_0

Als kollektiver Effekt der lokalisierten Neuerzeugung entsteht eine Raumladungsschicht, die zu einer Absenkung des Potentials in der Front der Speiche aufgrund der hier überschüssigen Elektronen führt. Die Höhe des Potentialsprungs und die Größe des Raumladungsfeldes hängen direkt mit der kinetischen Energie der Ionen im mitbewegten System der Speiche zusammen, die so in Energie des Raumladungsfeldes übertragen wird.

Diese Vorstellung deckt sich mit der tatsächlich gemessenen Potentialstruktur (s. Abb. 18). Eine genauere Diskussion der Voraussetzungen und der beteiligten Einzelvorgänge findet sich bei Piel²⁰.

4.2, TRANSPORT DER LADUNGSTRÄGER

Die geschilderte Potentialstruktur der Speiche besitzt einen erheblichen Einfluß auf die makroskopische Teilchenbewegung. Die Ionen gehen entsprechend ihrer Lebensdauer - etwa infolge von Stößen - in den rückwärtigen Teil der Speiche verloren, wo sie, dem radialen elektrischen Feld folgend, schließlich die Kathode erreichen. Die Elektronen dagegen erfahren wegen des kleinen Gyrationradius im azimuthalen elektrischen Feld der Speichenfront eine radiale $E_{\varphi} \times B$ -Drift zur Anode, deren Geschwindigkeit aus dem gemessenen azimuthalen Feld

$$E_{\varphi} \approx 1,5 \cdot 10^4 \text{ V/m} \quad \text{zu} \quad v_r \approx 3 \cdot 10^4 \text{ m/s}$$

abgeschätzt wird.

Tatsächlich ist hier sogar eine Relativbewegung zwischen Elektronen und Ionen realisiert. Während die Elektronen ungehindert der $E_{\varphi} \times B$ -Drift in der Speichenfront folgen können, sind die Ionen daran gehindert, da ihr Gyrationradius mit der Breite der Speichen vergleichbar ist. Dieser Effekt wird durch Ladungsaustauschstöße mit Atomen noch verstärkt.

Hierin findet sich auch die Erklärung für die hohe Elektronenleitfähigkeit des Plasmas, die in Kapitel 3.1. im Zusammenhang mit der Ladungsträgerbilanz gefordert wird. Dabei handelt es sich nicht um eine klassische Leitfähigkeit im engeren Sinn, sondern um den Transport von Elektronen aufgrund einer Drift. Gleichzeitig wird die lokale Konzentration des Elektronenstroms gegenüber dem stoßbestimmten Ionenstrom deutlich.

Messungen mit magnetischen Sonden²⁰ bestätigen diese Vorstellung experimentell; der radiale Strom konzentriert sich im wesentlichen auf die Front der Dichtespeiche (Abb. 20).

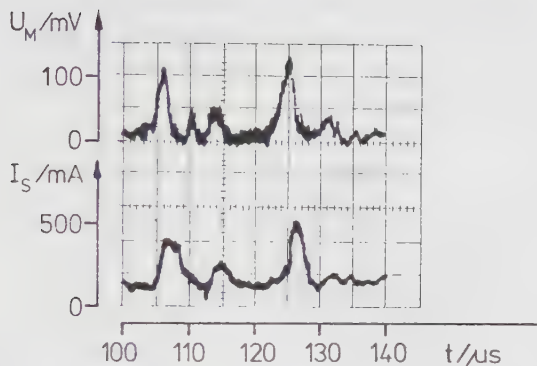


Abb. 20: Korrelation zwischen Stromdichte (oben: magnetische Sonde) und Plasmadichte (unten: Langmuirsonde)

Aus dem Meßsignal läßt sich die Maximalstromdichte mit $j_r \approx 70 \text{ A/cm}^2$ angeben. Das Integral über einen Speichenumlauf ergibt

$$r \cdot d \int_0^{2\pi} j_r(\varphi) d\varphi \approx 700 \text{ A}, \quad (4,1)$$

was recht gut mit dem aktuellen Entladungsstrom $I_E = 1 \text{ kA}$ übereinstimmt. Zusammen mit der Dichteinformation folgt daraus eine mittlere radiale Relativgeschwindigkeit der Ladungsträger

$$\bar{v}_r \approx \frac{j_r}{e \cdot n} = 4 \cdot 10^4 \text{ m/s}, \quad (4,2)$$

deren Existenz damit ebenfalls direkt bestätigt ist. Die Konsequenzen daraus werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

4.3. ANREGUNG VON MIKROINSTABILITÄTEN IN DER SPEICHENFRONT

Die Gesamtsituation in einer Speiche des Plasmas ist noch einmal in Abb. 21 veranschaulicht. Aufgrund der hohen Neu-

erzeugungsrate für Ladungsträger in der Front der Speiche und der magnetfeldbedingten Ladungstrennung, entsteht in dem steilen Dichtegradienten ein lokales azimuthales elektrisches Feld. Das führt hier letztlich zu einer starken Relativbewegung zwischen Elektronen und Ionen.

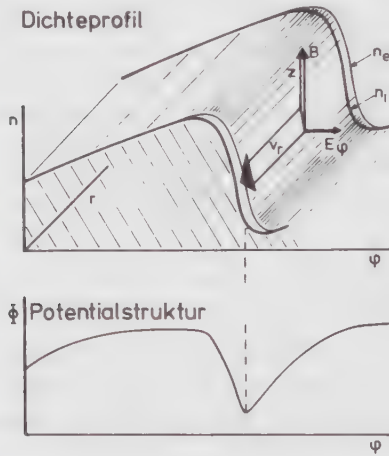


Abb. 21: Modell der Speichen im rotierenden Plasma

Damit liegt in der Speichenfront die typische Ausgangssituation für das Auftreten elektrostatischer Instabilitäten im Frequenzbereich $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$ vor. Die Grundvoraussetzung⁴³, daß die Relativgeschwindigkeit v_{ei} größer ist als die Ionenschallgeschwindigkeit

$$v_{ei} > c_{si} = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}, \quad (4,3)$$

bleibt nach den vorausgegangenen Überlegungen bei Elektronentemperaturen $kT_e \leq W_i$ erfüllt. Nach Krall und Liewer⁴³ konkurriert die modifizierte Zweistrominstabilität, die eine schwache Komponente des Wellenvektors $(k_z/k)^2 \approx m_e/m_i$ parallel zum Magnetfeld aufweist, mit einer Driftmode bei der Unteren Hybridfrequenz, die aufgrund des Dichtegradienten zustande

kommt. Das wird deutlich anhand der zugehörigen Dispersionsrelation - für ein kaltes Plasma -. Der Ansatz dazu findet sich bei Mikhailovskii⁴⁴ und wird im Anhang A genauer diskutiert.

$$1 = \frac{\omega_{UH}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{UH}^2}{(\omega - k_r \cdot v_r)^2} - \frac{\omega_{UH}}{(\omega - k_r \cdot v_r)} \cdot \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \cdot \frac{\kappa_n \cdot k_r}{k^2} \quad (4,4)$$

Dabei ist in unserem Fall ein typischer Dichtegradient

$$\kappa_n = \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx} = 1 \text{ cm}^{-1} \quad (4,5)$$

zu berücksichtigen. - Mit den ersten beiden Termen in (4,4) liegt die Dispersionsrelation eines homogenen Plasmas vor, die die Anregung der modifizierten Zweistrominstabilität beschreibt. Dominiert jedoch der dritte Term, dann wird von einer Driftinstabilität gesprochen. - Im vorliegenden Fall gilt für den Vergleichsparameter der beiden Beiträge⁴⁴

$$\sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \cdot \frac{\kappa_n \cdot k_r}{k^2} = \frac{m_i}{m_e} \cdot \frac{\kappa_n \cdot v_r}{\omega_{ce}} \approx 1 \quad (4,6)$$

Sie sind somit gerade gleichberechtigt. Aus diesem Grund soll zur Vereinfachung der Sprechweise im folgenden weiterhin von der modifizierten Zweistrominstabilität die Rede sein.

In Abb. 22 ist das numerische Ergebnis für die Dispersionsrelation dargestellt. Die Anwachsrate erreicht nahezu die Untere Hybridfrequenz und ist damit höher als für die modifizierte Zweistrominstabilität im homogenen Plasma mit einem Maximalwert $\gamma = \frac{\omega_{UH}}{2}$. Noch größere Anwachsrate sind in noch steileren Dichtegradienten zu erwarten. Die Anwachsrate übertrifft damit im gesamten interessanten Druckbereich $p_0 \leq 65 \text{ Pa}$ die Stoßfrequenzen für Elektronen und Ionen. Die Elektronenstoßfrequenz für Coulombstöße⁴¹ erreicht die Anwachsrate erst bei Plasmadichten $n \geq 6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

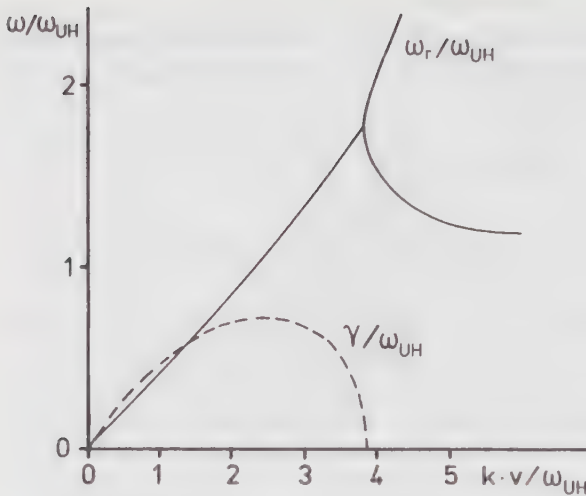


Abb. 22: Dispersionsrelation für die modifizierte Zweistrominstabilität im Dichtegradienten

$$\text{bei } \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \cdot \frac{\alpha_n \cdot k_r}{k^2} = 1$$

4.4. TURBULENTE ELEKTRONENHEIZUNG DURCH MIKROINSTABILITÄTEN

Wie man aus der Dispersionsrelation Abb. 22 ersieht, werden in der Umgebung der Unteren Hybridfrequenz die höchsten Anwachsraten erreicht. Diese Resonanz des magnetisierten Plasmas ist dafür ausgezeichnet, daß Elektronen wie Ionen gleichermaßen aufgeheizt werden. Nach Allis und Buchsbaum⁴⁵ tritt im Falle hoher Plasmadichten, d.h. $\omega_{pe} \gg \omega_{ce}$ eine exakte Gleichverteilung der Energie bei der Unteren Hybride auf Elektronen und Ionen ein. Dies gilt für Wellenausbreitung exakt senkrecht zum Magnetfeld $k_z = 0$, während ein kleiner Anteil elektrostatischer Felder parallel zu B für zusätzlichen Energieübertrag auf die Elektronen sorgt.

Raadu¹⁵ diskutiert für die modifizierte Zweistrominstabilität den entgegengesetzten Grenzfall $\omega_{ce} \gg \omega_{pe}$. Hier können die Elektronen nur parallel zum Magnetfeld Energie aufnehmen,

da sie unter diesen Bedingungen vollständig magnetisiert sind. Für die am schnellsten wachsenden Moden mit $(k_z/k)^2 = m_e/m_i$ führt das ebenfalls zur Gleichverteilung der Energie. Es liegt eine Situation vor, in der die Elektronen durch das Magnetfeld eine größere effektive Masse $m_e^* = (\frac{k}{k_z})^2 m_e$ besitzen. Eine Sättigung der modifizierten Zweistrominstabilität wird im allgemeinen durch Ionentrapping erwartet⁴⁶. Das bedeutet, daß praktisch die gesamte kinetische Energie der Ionen in Energie des Fluktuationsfeldes der Instabilität umgewandelt wird. Aus dieser Überlegung ergibt sich - als Vergleich zu den später beschriebenen spektroskopischen Untersuchungen der Mikrofelder - eine nützliche Abschätzung des elektrischen Fluktuationsfeldes zu

$$E = \frac{W_i}{e} \cdot k \approx \frac{W_i}{e} \cdot \frac{\omega_{UH}}{v_{cr}} \quad (4,7)$$

Damit sind Felder von der Größe $E \approx 7 \cdot 10^5$ V/m in der Speichenfront zu erwarten.

Als mittlere Elektronenenergien sind Werte in der Nähe der Ionisationsenergie erreichbar. Detaillierte numerische Simulationen der nichtlinearen Entwicklung der modifizierten Zweistrominstabilität von Ott et al.⁴⁷ bestätigen diese Vorstellungen. Die Energieübertragung auf die Elektronen hängt in diesem Prozeß nur von der Größe der Relativdrift zwischen Elektronen und Ionen ab und stellt das Bindeglied zu der unter 3.3. vorgeschlagenen Vorstellung einer konstanten Heizrate dar.

4.5. FOLGERUNGEN AUS DER SPEICHENSTRUKTUR

Es wurde aufgezeigt, daß die Neuerzeugung in der Speichenfront ursächlich mit der gesamten Strukturierung zusammenhängt. Die auch experimentell nachgewiesene Relativdrift zwischen Elektronen und Ionen in der Front treibt hier eine modifizierte Zweistrominstabilität, die über die turbulente Elektronenheizung den rapiden Ionisationsprozeß in Gang hält. Dabei werden Energien von der Größe W_i umgesetzt, unabhängig von den Ent-

ladungsparametern. Es handelt sich damit um den schon in Kapitel 3.3. in die Ladungsträgerbilanz eingeführten Heizungsprozeß.

Ein direkter Nachweis der energiereichen Elektronen in der Speichenfront ist mit elektrostatischen Sonden aufgrund der ausgeprägten Struktur gerade nicht möglich. Nach diesen Überlegungen ist jedoch eine direkte experimentelle Bestätigung der turbulenten Heizung wünschenswert. Diese soll in den folgenden Ausführungen durch den Nachweis nichtthermischer elektrischer Mikrofelder - wie sie in elektrostatischen Mikroinstabilitäten entstehen - anhand ihrer Auswirkungen auf stark verbreiteter Linienprofile erbracht werden.

5. EXPERIMENTELLER AUFBAU UND METHODIK ZUR UNTERSUCHUNG DER PROFILE VON SPEKTRALLINIEN IM ROTIERENDEN PLASMA

Will man im rotierenden Plasma aus der Struktur starkverbreiteter Spektrallinien gesicherte Aussagen über vorhandene elektrische Mikrofelder gewinnen, dann müssen mehrere konkurrierende Anforderungen gleichzeitig erfüllt werden. Erstens ist ein hochempfindliches Detektorsystem nötig, um noch sehr schwache Strukturen zu identifizieren. Zum zweiten ist wegen des gepulsten Experiments und erst recht wegen der ausgeprägten Speichenstruktur der Entladung eine hohe Zeitauflösung der Messung nötig, zumal - ausgehend von der in Kapitel 4. beschriebenen Modellvorstellung - die für den zentralen Elektronenheizungsprozeß wichtigen Vorgänge in der jeweils für etwa $1 \mu\text{s}$ zu beobachtenden Speichenfront ablaufen.

Da zwar die Gesamtentladung in ihren Parametern sehr gut reproduzierbar ist, die Vorgänge in den einzelnen Stromspeichen jedoch eine große Streuung von Schuß zu Schuß aufweisen, muß die Aufnahme des jeweils gesamten Linienprofils in der genannten Zeitskala von $1 \mu\text{s}$ erfolgen. Deshalb wird ein optisches Vielkanalsystem für die Untersuchungen eingesetzt.

Für den in Kapitel 2. ausführlich untersuchten Parameterbereich der Entladung kann die mit Sonden bestimmte Plasmadichte spektroskopisch bestätigt werden. Ein Studium von Turbulenzeffekten erweist sich dagegen in der geforderten Zeitauflösung für Helium wie auch für Wasserstoffspektrallinien wegen zu geringer Lichtintensitäten als undurchführbar. Dazu muß man an den Rand des erreichbaren Parameterbereichs, zu Entladungsströmen bis zu 15 kA, gehen.

Die bei geringeren Strömen mit Erfolg angewandte Sondenmethode scheidet als Diagnostik aus; denn bei Plasmadichten oberhalb von einigen 10^{20} m^{-3} entsteht ein Sondenbogen. Und diese Dichten werden unter den extremen Bedingungen der Hochstromentladung bei weitem übertroffen.

Da jedoch eine von spektroskopischen Methoden unabhängige Bestimmung der Plasmadichte unerläßlich ist, um die Teilchenmikrofelder korrekt in Abzug zu bringen, muß eine weitere Diagnostikmethode - jeweils zeitgleich mit der Aufnahme des Linienprofils - zur Anwendung kommen. Für den erwarteten Dichtebereich erweist sich eine Interferometeranordnung mit einem CO_2 -Laser bei einer Wellenlänge $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ als besonders geeignet. Die eingangs erwähnten Forderungen für die Spektrometeranordnung nach örtlicher und zeitlicher Auflösung müssen hier ebenfalls Beachtung finden.

5.1. OPTISCHES REGISTRISYSTEM

Die genannten Anforderungen an die optische Registrierung werden von einer empfindlichen optischen Vielkanalanalysatoranordnung (O.M.A.) sehr gut erfüllt. Der Detektorkopf des Systems tritt an die Stelle des Austrittsspalts eines 1 m-Gittermonochromators (Abb. 23). Das Licht trifft auf die Fotokathode des Bildverstärkerteils, der mittels eines 1 kV hohen Rechteckimpulses als schneller optischer Verschuß bis zu Öffnungszeiten von einigen 100 ns betrieben werden kann. Damit ist die geforderte Zeitauflösung gesichert.

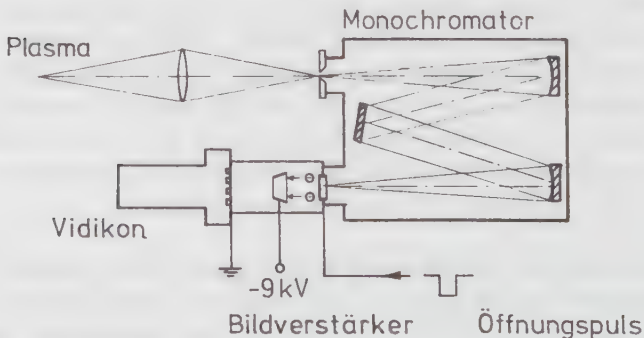


Abb. 23: Anordnung zur zeitaufgelösten Registrierung der Linienprofile

Als Registrierplatte des sich anschließenden Vidikons dient eine 500×400 Siliziumdiodenmatrix, die das aufgenommene Bild als Ladungsmuster für einige hundert Millisekunden zu speichern vermag. Die Information wird schließlich spaltenweise - bei gleichzeitigem Dunkelstromabzug über eine verdunkelte Targethälfte - in den 500-Kanal-Speicher des Systems digital eingelesen. In der gezeigten Anordnung wird - schwach abhängig von der Beobachtungswellenlänge - eine spektrale Auflösung von etwa $0.09 \text{ \AA} / \text{Kanal}$ erreicht. - Durch vergrößernde Abbildung des Monochromatorausgangs auf die Fotokathode sind - allerdings bei gleichzeitigem Lichtverlust - höhere Auflösungen möglich. - Die Apparatebreite des Registrierungssystems ist wegen Übersprechens der Nachbarkanäle auf einen Wert von 2,7 Kanälen festgelegt.

5.2. OPTISCHE ANORDNUNG DES EXPERIMENTS

Die gesamte optische Anordnung mit dem Interferometer ist in Abb. 24 dargestellt.

Das Plasmalicht wird End-On aufgenommen und gelangt über eine Spiegelstrecke mittels $1 : 1$ Abbildung auf den Eingangsspalt des in einer Meßkabine stehenden Monochromators. Dadurch ist eine optimale Ausnutzung des Plasmalichts bei möglichst hoher Ortsauflösung gewährleistet.

Zur Registrierung der Speichenstruktur wird gleichzeitig auf der gegenüberliegenden Seite das Gesamtlichtsignal in einen Fotomultiplier eingespiegelt. Die beiden oberhalb und unterhalb der Beobachtungsfenster liegenden Spiegel sind jeweils mit einem 4 mm durchmessenden Loch versehen, um die interferometrische Dichtemessung am gleichen Ort zu ermöglichen, wo das Plasmalicht registriert wird.

Eine Möglichkeit, das Plasma auch Side-On zu beobachten, ist durch zwei weitere Spiegel gegeben (Abb. 25), wobei der obere Spiegel in z-Richtung verschoben werden kann. Dadurch können axiale Variationen der Parameter erfaßt werden.

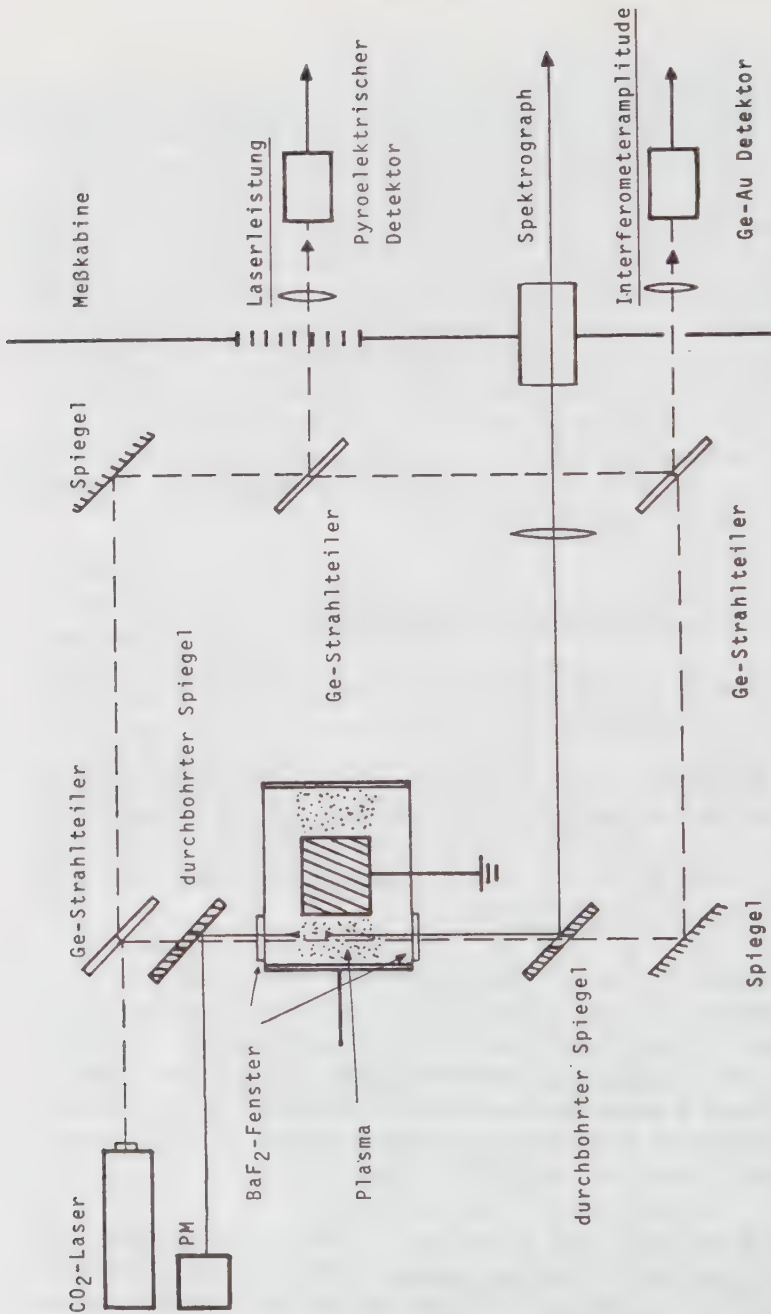


Abb. 24: Optischer Aufbau des Experiments mit Strahlen-
gang des Laserinterferometers

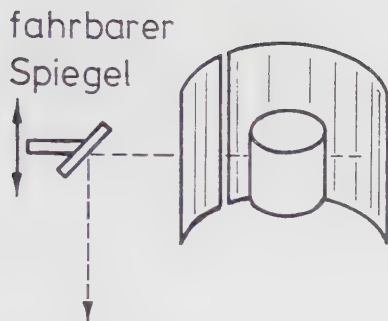


Abb. 25: Zusätzliche Spiegelanordnung für Side-On Beobachtungen

Als Fenstermaterial für die End-On Beobachtung wurde Ba F_2 gewählt, das im gesamten Wellenlängenbereich vom sichtbaren Licht bis zu $12\text{ }\mu\text{m}$ ein hohes Durchlaßvermögen aufweist und dabei eine gute mechanische Stabilität besitzt.

Das Interferometer ist als Mach-Zehnder-Anordnung aufgebaut, die bei genauer Paralleljustierung eine Messung der zeitlichen Variation des Brechungsindex auf sehr einfache Weise ermöglicht. Dazu wird die Amplitudenänderung des zentralen Beugungsflecks mit einem Ge-Au-Detektor registriert. - Parallel wird die momentane Laserleistung mit einem Pyroelektrischen Detektor aufgezeichnet. Der Laser muß im Experiment gepulst betrieben werden, da die Detektoren sonst unter der dauernden Wärmeeinstrahlung zerstört werden.

5.3, SYNCHRONISATION DES EXPERIMENTABLAUFS

Sowohl wegen der Anforderungen der Kurzzeitspektroskopie, als auch wegen des gepulsten Laserbetriebs, ist eine sorgfältige Koordination des gesamten Ablaufs einer Messung erforderlich. Das Gesamtschema zeigt Abb. 26.

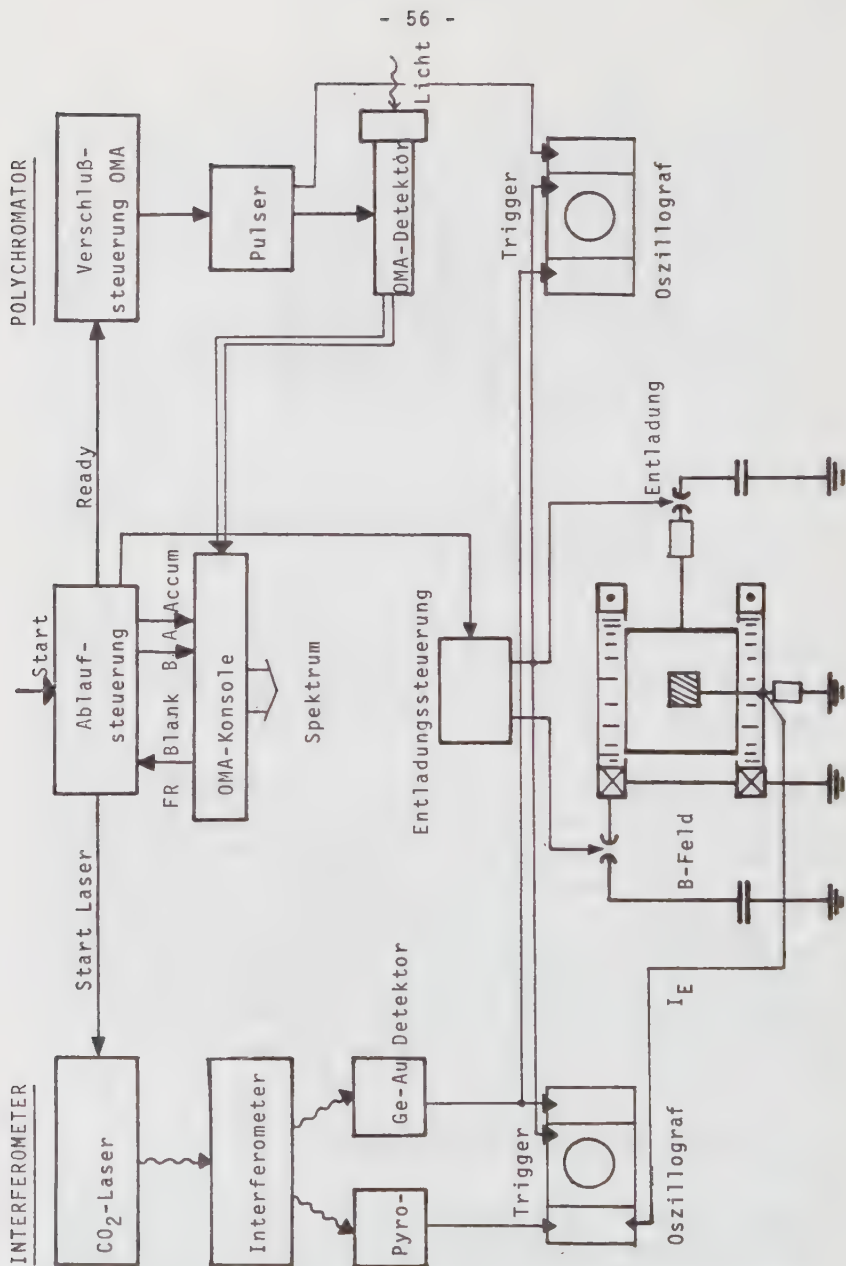


Abb. 26: Schematischer Aufbau des Experimentablaufs

Da die Abtastung der O.M.A.-Vidikonröhre innerhalb eines internen periodischen Zyklus von 30 Hz erfolgt, muß die gesamte Steuerung des Experiments davon ausgehen. Denn die Aufnahme des Spektrums darf nur während der ca. 750 μ s dauernden Rücklaufphase des Taststrahls erfolgen, einerseits wegen der Störanfälligkeit der Registrierung, andererseits wegen der sonst möglicherweise unvollständigen spektralen Information. Dieser Zeitpunkt wird von dem Signal "FR-Blank" (s. Abb. 26) markiert, erst dann wird der vorher manuell gegebene Startbefehl an die eigentliche Entladungssteuerung weitergegeben.

Mit einem Vorlauf von ca. 2 ms vor Zündung des Plasmas wird der CO₂-Laser angesteuert, der bei Zündung der Entladung einen quasistationären Betriebszustand erreicht haben soll.

Das Signal "Ready" setzt die Verschlußsteuerung für das Vidikon in Bereitschaft. Es wird nunmehr der Vorbeilauf einer Stromspeiche der Entladung ausgewertet. Wahlweise ist die Möglichkeit gegeben, dies von einem Fotomultipliersignal oder für die allererste Speiche vom Zündmoment aus zu steuern. Die interne elektronische Verzögerung wird durch azimuthal versetzte Aufnahme des Triggersignals kompensiert. Eine exakte Einstellung des Öffnungszeitpunkts ist mit der Verschlußsteuerung möglich. Die Öffnungsdauer wird am Pulser eingestellt. Detaillierte Angaben und technische Einzelheiten der gesamten Synchronisation wurden schon an anderer Stelle⁴⁸ genauer beschrieben.

Der Zeitablauf des Lichtsignals und der Interferometersignale wird auf 2 Oszillografen registriert. Die Ausgabe des Spektrums erfolgt wahlweise analog auf einen Plotter oder ein Display - oder aber digital auf Magnetband. Dadurch ist eine detaillierte Auswertung über Rechner möglich.

5.4. AUSWERTUNG UND FEHLERABSCHÄTZUNG DER BEGLEITENDEN INTERFEROMETERMESSUNG

Mit einem Interferometer wird die Phasenverschiebung des Strahls durch das Plasma

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda \cdot n_c} \cdot \int_{d_1}^{d_2} n(z) dz \quad (5,1)$$

als Amplitudeninformation zugänglich gemacht. Die Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ gibt jedoch nur Auskunft über die mittlere Plasmadichte, die Kenntnis des Dichteprofiles ist zusätzlich nötig. n_c stellt die Cut-Off-Dichte für die verwendete Wellenlänge - hier $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ - dar: $n_c = 9,95 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$. Die Amplitudeninformation liegt als Ausgangsspannung des Ge-Au-Detektors vor:

$$U_A = U_0 \cdot \sin(\Delta\varphi + \varphi_0) \quad (5,2)$$

Interferometeramplitude U_0 und Anfangsphase φ_0 lassen sich aus dem Abklingen des Plasmas bestimmen, da $\Delta\varphi$ in der Hochstromentladung einige π beträgt.

Der absolute Meßfehler hängt von der jeweiligen Phasenlage ($\Delta\varphi + \varphi_0$) ab, wird jedoch nicht größer als etwa $\pi/6$, wenn gerade ($\Delta\varphi + \varphi_0 = 1 \cdot \frac{\pi}{2}$) beträgt ($1 = 1,3, \dots$).

Es bleibt noch der Einfluß des steilen Dichtegradienten in der Front der Stromspeiche auf den Laserstrahl zu diskutieren. Läuft nämlich ein Lichtstrahl senkrecht zum Gradienten des Brechungsindex, führt das zur Strahlablenkung. Der maximale Ablenkwinkel läßt sich mit der Annahme einer Dichtestufe anstelle des Gradienten nach oben abschätzen aus dem Grenzwinkel für Totalreflexion. Da der Brechungsindex des Plasmas für den vorliegenden Fall kleiner Dichte gegenüber der Cut-Off-Dichte sich $N = 1 - \frac{n}{n_c}$ schreiben läßt, erhält man für die besonders steile, aber auch besonders interessante, erste Speiche des Plasmas einen maximalen Ablenkwinkel $\Delta\alpha_{\text{Max}} = 10^{-2}$. Hier werden Dichten bis zu $n = 5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ erreicht, wie später noch gezeigt wird. In dem benutzten Interferometeraufbau führt das zu einer maximalen Strahlversetzung von 1 cm am Ort der Registrierung und erreicht damit gerade den Durchmesser des Laserstrahls an dieser Stelle. Da es sich hierbei um den in der Praxis nicht zu erwartenden Extremfall handelt, wirkt sich die Strahlversetzung nur geringfügig auf die Phaseninformation des Interferometers aus.

5.5. AUFNAHME UND AUSWERTUNG DER SPEKTREN

Ein optisches Signal liefert auch bei hoher Ortsauflösung durch die Abbildung eine über den Lichtweg integrale Information. Um für die axiale Beobachtung einen langen Lichtweg durch ein relativ dünnes Plasma zu vermeiden, wurden die Fenster in der Anordnung B (Abb. 16) direkt am Entladungsraum angebracht, wofür allerdings Probleme mit der Wandberührung des Plasmas in Kauf zu nehmen sind. Dies führt insbesondere zu einer Änderung des axialen Dichteprofiles gegenüber der Anordnung A (Abb. 1a).

Es ist deshalb nötig, den axialen Dichteverlauf wie den Verlauf der Lichtintensität zu kennen. Für den Bereich niedriger Entladungsströme liegen die Ergebnisse mit Sonden vor; in der Hochstromentladung werden die Spektrallinien zusätzlich Side-On untersucht.

Nach der digitalen Ausgabe werden die Linienprofile - speziell bei geringen Zählraten - über 2 bis 5 Kanäle geglättet, was einer effektiven Verminderung der spektralen Auflösung entspricht. Damit läßt sich jedoch erreichen, daß auch noch Strukturen, deren Höhe unter 1 % der Maximalintensität reichen, identifiziert werden können. Das jeweilige Profil wird dann flächennormiert geplottet, um einen Vergleich mit theoretischen Linienprofilen zu ermöglichen.

5.6. STARKVERBREITERUNG DER HEI-LINIEN IM PLASMA

Um Strukturen auf Linienprofilen abseparieren zu können, die von turbulenten elektrischen Feldern stammen, ist zunächst die genaue Kenntnis der Profile im thermischen Plasma nötig.

Spektrallinien des neutralen Heliums unterliegen im Mikrofeld des Plasmas dem quadratischen Starkeffekt⁴⁹. Dieser bewirkt einerseits eine jeweilige Verschiebung der Atomniveaus proportional zum Quadrat der Feldstärke, zum anderen wird aber auch durch die Mischung der benachbarten Subniveaus

bei Linien wie HeI 4471 Å und HeI 4922 Å die verbotene Komponente zunehmend sichtbar. Aufgrund der statistischen Verteilung des Mikrofeldes im Plasma läßt sich in quasistatischer Näherung das gesamte Linienprofil berechnen. Es zeigte sich jedoch, daß die Teilchenbewegung im Plasma zusätzliche Einflüsse auf das Profil ausübt. Genauere Berechnungen über die Profile der beiden genannten HeI Linien, die sowohl Elektronen- als auch Ionenbewegung berücksichtigen, liegen von Barnard et al. vor^{50,51}. Sie konnten bis auf geringe Abweichungen experimentell bestätigt werden⁵². Deshalb sollen sie die Grundlage für die weitere Diskussion sein.

5.7. EINFLUSS DER GEOMETRIE DES PLASMAS AUF LINIENPROFILE

Wie schon bei der Untersuchung in der Niederstromentladung deutlich gemacht, besitzt das rotierende Plasma eine ausgeprägte Dichtestruktur. Da bei spektroskopischen Untersuchungen von vornherein nur eine über ein größeres Raumgebiet des Plasmas integrale Information gewonnen werden kann, ist bei der Auswertung der Linienprofile die räumliche Verteilung der Plasmadichte zu berücksichtigen. Einerseits beinhaltet die Integration über den Lichtweg durch das Plasma das axiale Dichteprofil. Andererseits läßt sich auch bei der kurzen Aufnahmedauer eines individuellen Linienprofils von 1 µs Dauer, - wie sie experimentell realisiert wurde -, in der besonders interessanten Front der beobachteten Dichtespeichen eine zeitliche Integration über Schichten verschiedener Dichte nicht vermeiden. Da die Plasmadichte in die verschiedenen Parameter der Linienprofile nichtlinear eingeht, unterscheiden sich Linienprofile, die aus Gebieten gleicher mittlerer Dichte aber unterschiedlicher Dichteverteilung emittiert werden, mitunter erheblich.

Für das vom Plasma emittierte Licht ist eine einfache Superposition von Linienprofilen bei verschiedenen Dichten möglich, gewichtet mit dem Volumenanteil und dessen jeweiliger Leuchtstärke. Damit läßt sich das Linienprofil als Integral darstellen:

$$I(\Delta\lambda) = \frac{\int_0^{n_{\text{Max}}} L(n) \cdot V(n) \cdot I(n, \Delta\lambda) dn}{\int_0^{n_{\text{Max}}} L(n) \cdot V(n) dn} \quad (5,3)$$

$V(n)$ und $L(n)$ sind die Volumenanteile sowie die Leuchtstärke bei der jeweiligen Dichte n . Mit $I(n, \Delta\lambda)$ werden flächennormierte Linienprofile der untersuchten He-Linien den schon genannten Arbeiten^{50,51} entnommen. In der praktischen Durchführung wird das Integral durch eine Summe realisiert, wobei für eine feinere Abstufung der Dichte eine lineare Interpolation der tabellierten Profile vorgenommen wird. Die Leuchtstärke $L(n)$ ist als proportional zu n angesetzt, was sich mit der beobachteten Korrelation zwischen Dichte- und Lichtsignal der Speichen deckt²².

5.8. KONKURRIERENDE VERBREITERUNGSMECHANISMEN

Im allgemeinen ist der Starkeffekt nicht die alleinige Ursache für eine Verbreiterung der in Plasmen beobachteten Spektrallinien.

Die Bewegung der emittierenden Atome in einem heißen Plasma macht sich in der Dopplerverbreiterung der Linien bemerkbar. Die Neutralgastemperatur in der Entladung wurde in einer Paralleluntersuchung in Abhängigkeit von der Zeit bestimmt⁵³. Dafür wurde die für den Starkeffekt sehr unempfindliche Linie HeI 5875 Å herangezogen. Dabei wurden Temperaturen von etwa 10000 K in der Zündphase und bis zu 250000 K in der hochionisierten Phase gemessen.

In den Tabellen von Barnard et al.^{50,51} ist die Plasmatemperatur explizit berücksichtigt, berechnete Profile liegen jedoch nur bis zu 40000 K vor. Die höheren Neutralgas- und Ionentemperaturen in der hochionisierten Phase des Plasmas fließen in unsere Berechnung der Linienprofile durch eine weitere Faltung mit einem entsprechenden Dopplerprofil ein.

Die Feinstruktur der beiden Heliumlinien ist in den zitierten Tabellen ebenfalls schon enthalten.

Die Zeeman-Aufspaltung der Linien beträgt beim höchsten angelegten Magnetfeld von 0,5 T für die beiden He-Linien nicht mehr als 0,1 Å, so daß sie sich lediglich in Form einer schwachen zusätzlichen Verbreiterung bemerkbar macht. Sie wird zusammen mit dem Apparateprofil des Registriersystems durch eine abschließende Faltung des berechneten Profils berücksichtigt.

6. BESTIMMUNG DER PLASMAPARAMETER UND DER NICHTTHERMISCHEN MIKROFELDER IN DER HOCHSTROMENTLADUNG

Da die spektroskopischen Studien am rotierenden Plasma, wie schon erwähnt, auf den Parameterbereich der Hochstromentladung beschränkt sind, sollen die ersten Abschnitte dieses Kapitels Aufschluß über den Ablauf dieser Entladung geben, der einige Besonderheiten im Vergleich zu dem schon ausführlich diskutierten Bereich aufweist. Ein Konsistenztest der interferometrischen Dichtebestimmung mit den Linienprofilen der He-Linien bereitet die Abseparation von turbulenten Mikrofeldern aus den Profilen vor. In diesem Zusammenhang werden außerdem die Störeinflüsse durch Verunreinigungslinien diskutiert. Im Anschluß daran wird die Entwicklung eines Linienprofils über die erste Speiche gezeigt.

6.1 ZEITABLAUF DER HOCHSTROMENTLADUNG

Zunächst sei kurz auf den zeitlichen Ablauf der Hochstromentladung eingegangen. In Abb. 27 sind Verlauf von Entladungsspannung, Entladungsstrom und des Gesamtlichtsignals zusammengestellt. Die Entladungsspannung benötigt ca. 15 μ s, um von sehr hohen Zündspannungen auf die üblichen Werte der durch die "kritische Geschwindigkeit" verursachten Spannungsbegrenzung bei ca. 400 V zu gelangen. Diese gegenüber dem Betrieb bei kleinen Strömen verlängerte Zeitspanne ist auf den noch anhaltenden Stromanstieg zurückzuführen, der über den quasistationären Teilchenverlust hinaus höhere Neuerzeugungsraten erfordert. Der quasistationäre Zustand ist noch nicht erreicht. Dieser längere Stromanstieg wird durch die Induktivität des äußeren Entladungskreises verursacht.

Der Gesamtablauf der Entladung läßt sich in drei deutlich verschiedene Phasen einteilen. Die Zündphase (1) ist charakterisiert durch das Auftreten von ausgeprägten Speichen, wie das Lichtsignal deutlich zeigt. Es handelt sich um die

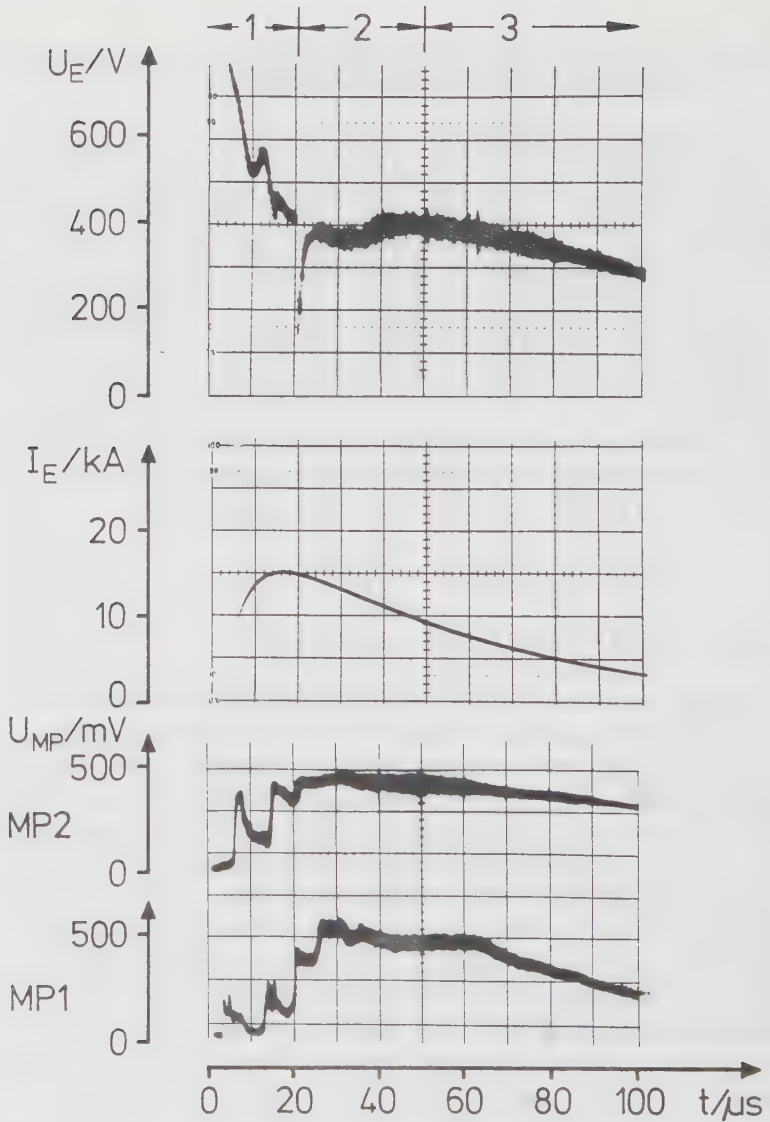


Abb. 27: Ablauf der Hochstromentladung.
oben: Entladungsspannung
Mitte: Entladungsstrom
unten: Lichtsignal von zwei azimuthal ver-
setzten Fotomultipliern MP1 und MP2

gleichen charakteristischen Speichen wie im schon untersuchten Parameterbereich. Ihre Bewegung ist an der zeitlichen Versetzung der beiden Signale zu erkennen. Während der Zündphase liegt eine hohe Relativgeschwindigkeit zwischen Plasma und Neutralgas vor^{48,53}.

Nach etwa 20 μs folgt mit dem Durchgang durch das Strommaximum eine Plateauphase (2). Sowohl Brennspannung wie auch Gesamtlicht bleiben auf einem konstanten Wert. Während dieses Zeitabschnitts liegt ein Plasma mit hohem Ionisationsgrad vor, angedeutet durch eine hohe Intensität der HeII 4686 $\text{\AA}$ Linie⁵³.

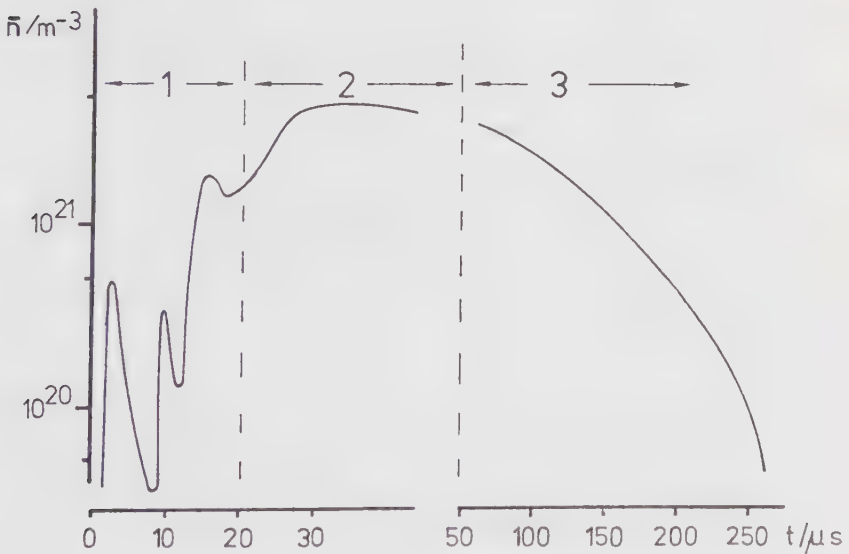


Abb. 28: Verlauf der mittleren Plasmadichte in der Hochstromentladung. Die Werte sind unter Annahme eines bis zu den Endplatten ausgedehnten Plasmas aus einer Interferometermessung gewonnen.

Etwa 50 μs nach der Zündung beginnt die Zerfallsphase (3), wenn der Entladungsstrom schon merklich abnimmt und die

Brennspannung niedrigere Werte erreicht. Es liegt dann ein Plasma höherer Dichte vor, als für den jeweiligen Stromfluß nötig wäre; der innere Widerstand des Plasmas sinkt ab.

Der Verlauf der Dichte, der nach Umrechnung des Interferometersignals gewonnen wird, gibt die angeführte Dreiteilung ebenfalls wieder. In Abb. 28 ist der Dichteverlauf wiedergegeben. Den angegebenen Wert der mittleren Dichte erhält man unter der Annahme, daß das Plasma sich bis zu den Endplatten ausdehnt, was sich für die Zündung und die Zerfallsphase als gerechtfertigt erweisen wird. Es zeigt sich insbesondere, daß die charakteristische Speichenform mit steilem Dichteanstieg und flachem Auslaufen in der Zündphase der Hochstromentladung erhalten bleibt. Im direkten Vergleich mit dem Lichtsignal konnte ebenfalls die damit verbundene Potentialstruktur der Speichen durch Floatingpotentialmessungen bestätigt werden.

In der Plateauphase der Entladung werden die Speichen von einer nahezu homogenen Scheibe abgelöst, mit Ladungsträgerdichten nahe der jeweiligen Neutralteilchendichte. Diese Plateauphase und die Zerfallsphase des Plasmas sollten damit sehr gut geeignet sein, um zunächst die Konsistenz der spektroskopischen mit der interferometrischen Dichtebestimmung zu kontrollieren.

Die Untersuchung turbulenter Mikrofelder konzentriert sich dagegen auf die Zündphase der Entladung, wo wegen der sehr hohen Neuerzeugungsraten eine besonders starke turbulente Heizung der Elektronen in der Front der Speiche und damit meßbare turbulente Mikrofelder zu erwarten sind.

6.2. VERGLEICH DER SPEKTROSKOPISCHEN DICHTEBESTIMMUNG MIT DEM LASERINTERFEROMETER

Für einen direkten Vergleich der verschiedenartig bestimmten Dichten ist die gleichzeitige Aufnahme von Interferometersignal und Linienprofil über den gleichen optischen Weg durch das Plasma nötig. Dies ist in der vorgestellten An-

ordnung zu jedem wählbaren Zeitpunkt der Entladung möglich.

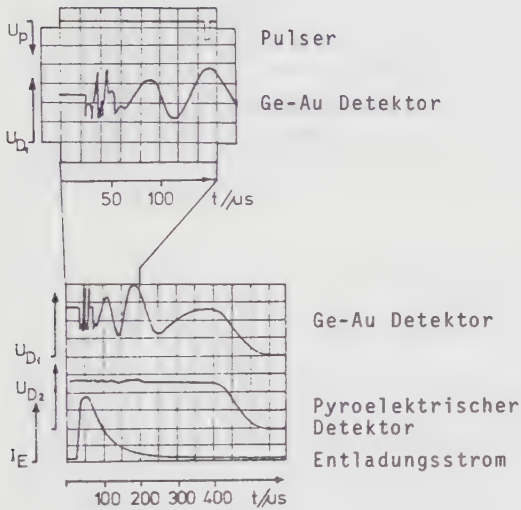


Abb. 29a: Dichtebestimmung mit dem
Laserinterferometer
- Monitorsignale -

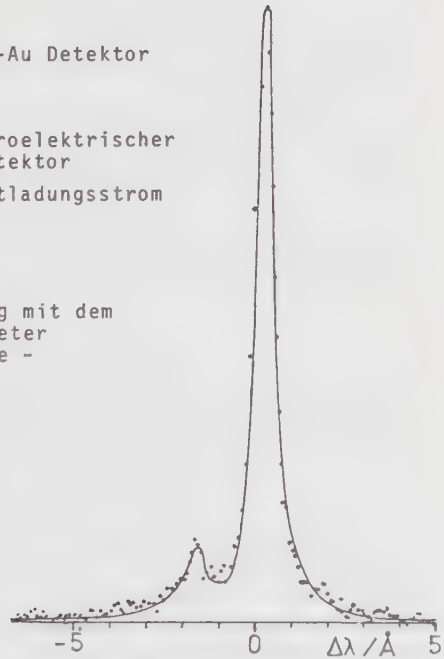


Abb. 29b: Vergleich von gemessenem
und berechnetem Linien-
profil der HeI 4471 Å Linie
— berechnetes Profil
 $n = 1,6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$
... O.M.A. Spektrum
 $t = 150 \mu s$

Abb. 29a zeigt die gleichzeitig aufgenommenen Monitorsignale. Über das erste Oszillogramm erfolgt eine eindeutige Zuordnung des Aufnahmezeitraums für das Spektrum (Pulser) zu einer definierten Interferometerphase $\Delta\phi(U_{D1})$. Das zweite Oszillogramm liefert die Absolutamplitude des Interferometers, beseitigt die Mehrdeutigkeit des Interferogramms und läßt Korrekturen einer eventuell schwankenden Laserleistung (Pyroelektrischer Detektor) zu. Außerdem ist der Entladungsstrom wiedergegeben.

Die Interferometerphase legt lediglich die mittlere Dichte

$\bar{n} = \frac{1}{d} \cdot \int_0^d n(z) dz$ fest. In der Zerfallsphase des Plasmas stellt

sich jedoch ein Diffusionsprofil ein. Damit läßt sich nun unter Berücksichtigung der Lichtverteilung über z mit der gemessenen mittleren Dichte das Linienprofil für die HeI 4471 Å-Linie berechnen. - Den Vergleich des so berechneten Profils mit dem gleichzeitig registrierten Spektrum zeigt Abb. 29b. Eine sehr gute Übereinstimmung beider Profile ist festzustellen.

Diese Messungen wurden zu verschiedenen Zeitpunkten während der Zerfallsphase des Plasmas bei verschiedenen Fülldrücken durchgeführt. Eine Anpassung der Linienprofile erfolgte jeweils nach ihrer besten Übereinstimmung mit dem berechneten Profil. Die Zusammenstellung der Ergebnisse enthält Abb. 30. Beide Methoden erweisen sich demnach als sehr gut konsistent, wobei mit Rücksicht auf die Ablesegenauigkeit der Interferometerphase und die nötige Kenntnis des Dichteprofiles wie der Lichtverteilung für das Linienprofil ein Fehler von etwa 30 % in Kauf genommen werden muß. Dieser Fehler schlägt sich auch in der Streuung der Meßpunkte nieder.

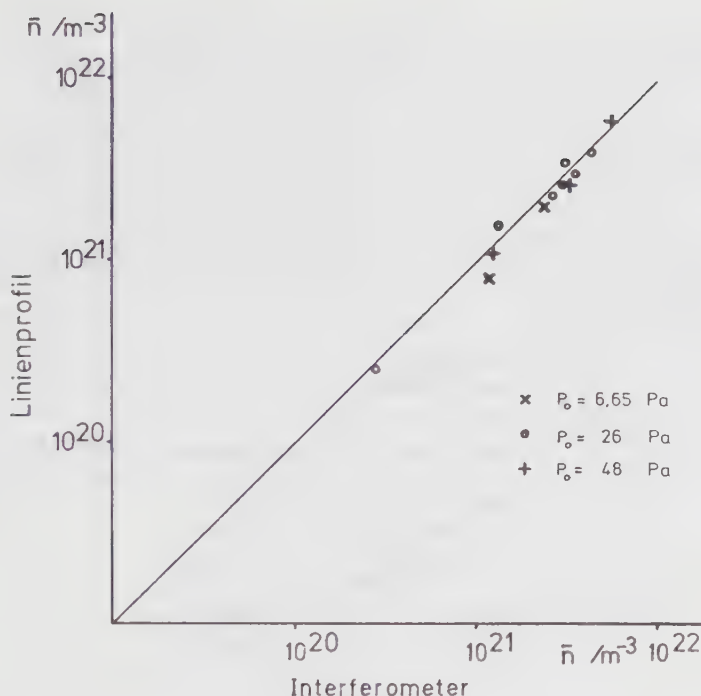


Abb. 30: Vergleich der Dichtebestimmung mit Interferometer und aus dem Linienprofil der HeI 4471 Å-Linie im abklingenden Plasma

6.3. BESTIMMUNG DES AXIALEN DICHTEPROFILS IN DER HOCHSTROM-ENTLADUNG

In der Plateauphase und erst recht in der Zündphase läßt sich die Vorstellung eines Diffusionsprofils parallel zum Magnetfeld nicht aufrechterhalten, zumal Diffusion wie schon ausgeführt, gar nicht der dominante Verlustprozeß des Plasmas ist. Hier ist also für die Hochstromentladung eine direkte experimentelle Bestimmung nötig.

Um sicherzustellen, daß auch die ersten Speichen der Entladung - auf diese kommt es besonders bei der Untersuchung der

Turbulenzeffekte an - nicht nur als extrem dünner Zündkanal existieren, wird zunächst das Plasmalicht Side-On mit 3 jeweils in z-Richtung 2 cm voneinander entfernten Fototransistoren durch den Schlitz der Außenelektrode beobachtet. Das Öffnungsverhältnis der zugehörigen Blendenrohre beträgt 1:20, um eine Ortsauflösung besser als 1 cm zu gewährleisten. Eine typische Aufnahme zeigt Abb. 31. Gleichzeitig wird das Licht End-On registriert. Man erkennt deutlich das gleichzeitige Auftreten von Speichendurchgängen in allen 4 Registrierkanälen.

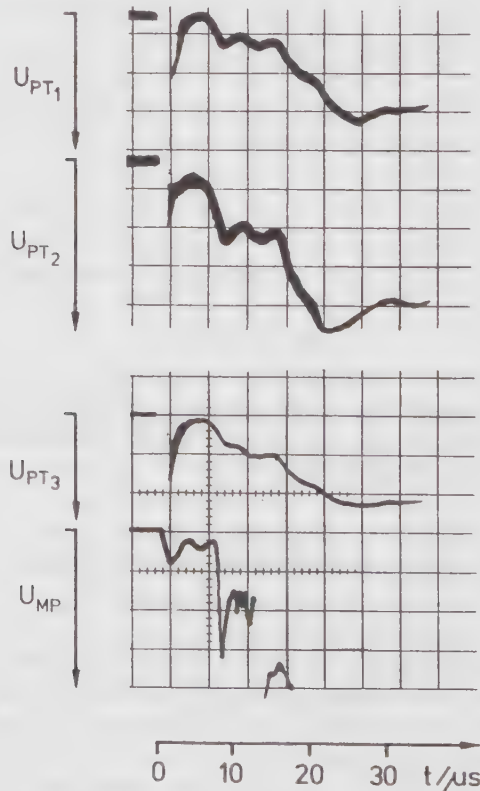


Abb. 31: Ausdehnung des Plasmas in der Zündphase
Aufnahme des Lichts mit 3 axial versetzten
Fototransistoren, unten End-On Aufnahme
mit Fotomultiplier

Um eine Information über das Dichteprofil der ersten Speiche zu erhalten, wird die HeI 4471 Å-Linie Side-On an verschiedenen Orten aufgenommen. Als azimutales Dichteprofil der Speiche wird für die Berechnung der Linienprofile der in der Niederstromentladung gemessene Dichteverlauf (Abb. 18) zugrundegelegt. Hierbei sind die noch zu diskutierenden Turbulenzeffekte auf die Linienprofile zu vernachlässigen, da eine Integration über den gesamten Verlauf der Speiche erfolgt. Außerdem emittiert das Dichtemaximum der Speiche das meiste Licht. Das Ergebnis zeigt Abb. 32. Der aus dem gemessenen Dichteprofil gewonnene Wert stimmt im Rahmen der Meßfehler mit der interferometrisch bestimmten Maximaldichte der ersten Speiche überein. Damit ist auch für diesen Zeitpunkt mit der interferometrischen Dichtebestimmung eine zuverlässige Vergleichsmessung an die Hand gegeben.

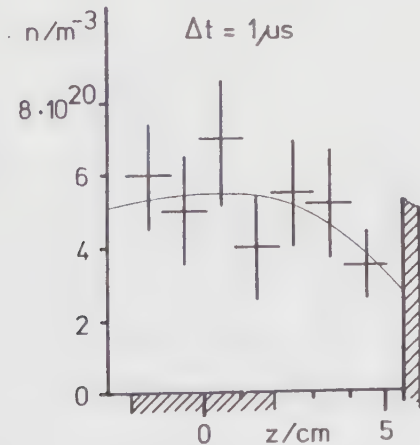


Abb. 32: Axiales Dichteprofil in der Zündspeiche; Innenelektrode und Endplatte sind durch Schraffur angedeutet. Die Fehlerbalken resultieren aus der örtlichen Auflösung der optischen Abbildung und der Zählstatistik des O.M.A.

Verfolgt man das axiale Dichteprofil zu späteren Zeiten der Entladung, dann ist eine zunehmende Dichtekonzentration in dem Gebiet unterhalb der Innenelektrode zur Endplatte hin zu erkennen. Hierbei handelt es sich offenbar um den in Plasma-gunanordnungen ausgenutzten Effekt der axialen Plasmabeschleunigung entlang der Innenelektrode durch das Eigenmagnetfeld des Entladungsstroms. Diese $\underline{j} \times \underline{B}$ -Kraft nimmt quadratisch mit dem fließenden Strom zu und erreicht demnach im Strommaximum, etwa $20 \mu\text{s}$ nach Zündung der Entladung, ihre volle Auswirkung. Bei kleineren Strömen ist dagegen dieser Effekt sehr schnell zu vernachlässigen.

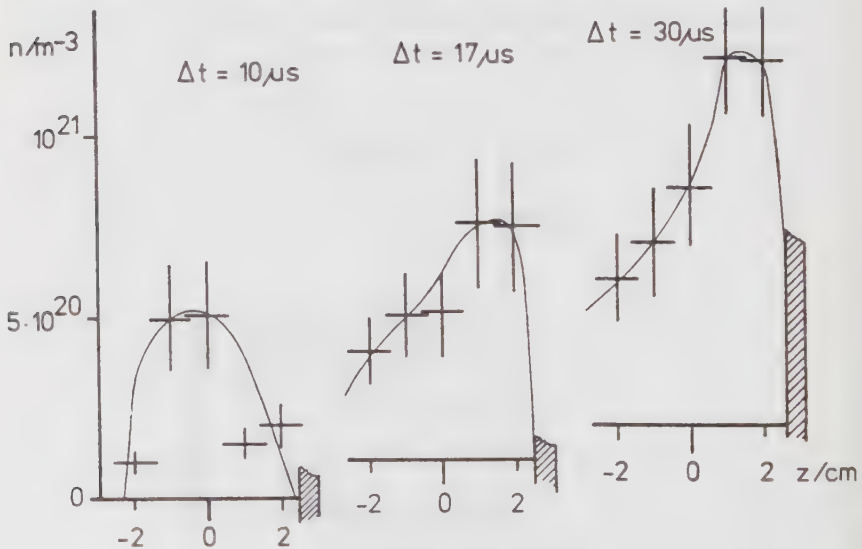


Abb. 33: Zeitliche Entwicklung des axialen Dichteprofiles bei verschobener Endplatte

Das Plasma nimmt unter den beschriebenen extremen Bedingungen etwa die Form eines Kegelmantels zwischen Innenelektrode und dem unteren Rand der Außenelektrode an. - Um dennoch das axiale Dichteprofil aus einer azimuthalen Sichtlinie entnehmen zu können, wird das axiale Ausweichen des Plasmas aus der

Elektrodenoberfläche durch Verschieben der Elektrode auf die untere Endplatte verhindert. Die zeitliche Entwicklung des Dichteprofiles ist in Abb. 33 dargestellt. Die zunehmende Konzentration des Plasmas an der Endplatte ist deutlich zu erkennen. Die integrale Dichte erweist sich als konsistent mit den interferometrisch gemessenen Werten.

Ein mit dem angegebenen Dichteverlauf berechnetes Linienprofil der HeI 4471 Å-Linie steht in bester Obereinstimmung mit dem End-On auf der Sichtlinie des Co₂-Lasers registrierten Profil Abb. 34. Lediglich das Intensitätsminimum ist nicht ganz so tief, wie von der Theorie beschrieben. Dies wird auch schon von anderen Autoren berichtet.⁵² Die gefundenen Dichten stehen ebenfalls in guter Obereinstimmung mit Werten, die aus der Vermessung der Linienflügel der HeII 4686 Å-Linie gewonnen wurden.

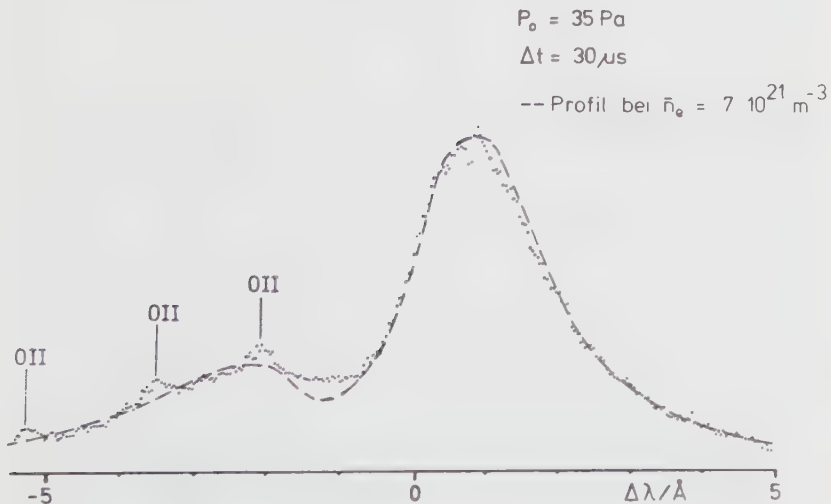


Abb. 34: Vergleich des gemessenen mit dem berechneten Linienprofil der HeI 4471 Å-Linie in der hoch-ionisierten Phase der Entladung. (Die Profile sind flächennormiert.)

6.4. IDENTIFIZIERUNG VON VERUNREINIGUNGSLINIEN

Schon die letzte vorgestellte Aufnahme der HeI 4471 Å-Linie hat drei OII-Verunreinigungslinien aufzuweisen. Da das Plasma allein schon mit den Elektroden in ständigem Wandkontakt steht, ist von vornherein mit einer gewissen Konzentration an Verunreinigungen zu rechnen. Zusätzlich spielen die Fenster und Endplatten eine nicht zu unterschätzende Rolle.

Im Hinblick auf die Untersuchung der Linienprofile auf die Einflüsse von turbulenten elektrischen Feldern ist es besonders wichtig, die in der unmittelbaren Linienumgebung auftretenden Störlinien zu kennen, da diese leicht das Auftreten der Plasmasatelliten oder auch ein übermäßiges Anwachsen der jeweils verbotenen Linienkomponente vortäuschen können. Als besonders empfindlicher Indikator für nichtthermische Mikrofelder, mit jeweils noch genügend hoher Lichtintensität, haben sich die beiden HeI-Linien bei 4471 Å und bei 4922 Å erwiesen, da hier selbst bei nicht unbedingt monochromatischer Feldverteilung eine merkliche Veränderung der Form des Profils eintritt.

In Abb. 35 sind die Umgebungen der beiden Linien zu einem Zeitpunkt der Entladung aufgezeichnet, in dem die Verunreinigungen eine zur Identifikation ausreichende Intensität aufweisen. Um die Verunreinigungen allein zu registrieren, wurden die Spektren in einer Wasserstoffentladung aufgenommen. Die Heliumlinien stammen aus einer Eichlampe. Die Linien werden anhand der Tabellen von Striganov und Sventitskii⁵⁴ und Zaidel und Prokof'ev⁵⁵ identifiziert. Die Verunreinigungen stammen von den Fenster-, Wand- und Dichtungsmaterialien, sowie aus den Elektroden. Es ist zu erkennen, daß die unmittelbare Linienumgebung praktisch frei von Störlinien ist. Bei der He-Triplettlinie 4471 Å erweisen sich jedoch die OII-Linien sehr schnell als störend, so daß für die Untersuchung der Zündspeiche die HeI 4922 Å geeigneter erscheint, da die freie Umgebung wesentlich weiter reicht. - Es sei noch darauf hingewiesen, daß die gezeigten Störlinien in der Zündspeiche noch wesentlich geringere Intensitäten aufweisen, bzw. teilweise noch gar nicht in Erscheinung treten.

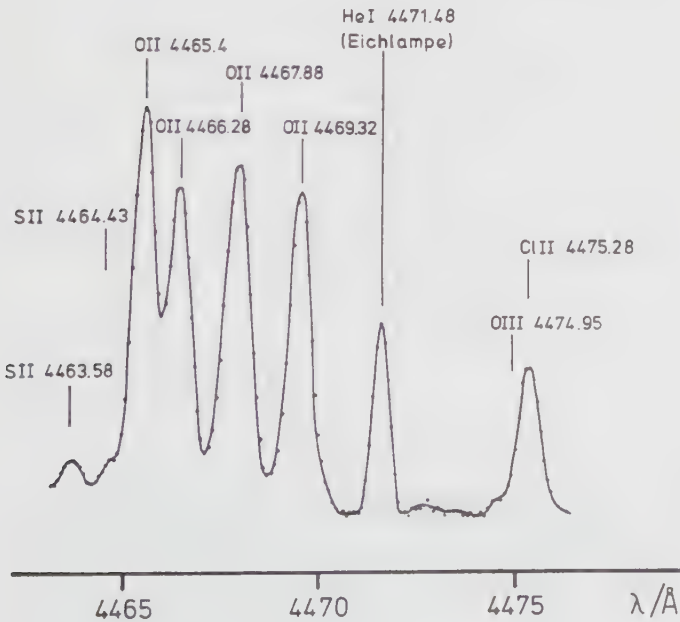
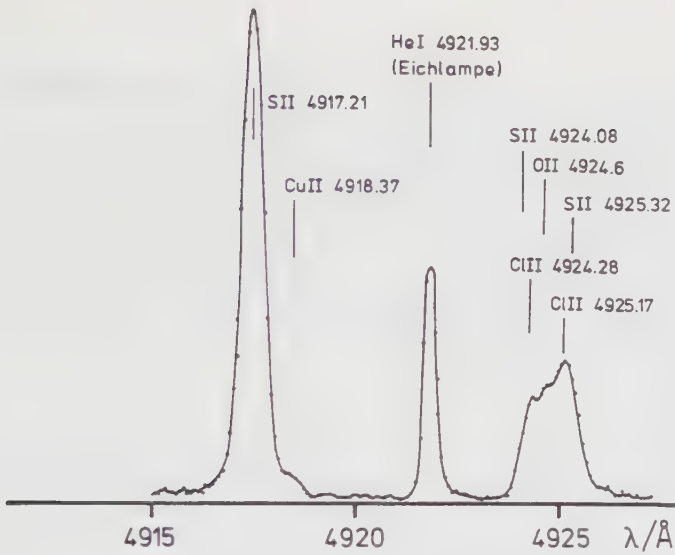


Abb. 35: Lage der Verunreinigungslinien in der unmittelbaren Umgebung der Linien HeI 4922 Å und HeI 4471 Å.

6.5. ENTWICKLUNG EINES HEI-LINIENPROFILS IN DER ZÜNDSPEICHE

In den vorangestellten Untersuchungen sind gesicherte Aussagen über die räumliche Dichtestruktur auch des Hochstromplasmas vorgelegt worden. Mit diesen Informationen ist nunmehr eine Abtrennung von Anteilen des Linienprofils, hervorgerufen von turbulenten Mikrofeldern, aus einem aufgezeichneten Linienprofil möglich, wenn gleichzeitig das Gesamtlicht sowie die integrale Plasmadichte mit dem Interferometer aufgenommen werden.

Abb. 36 zeigt das Profil der HeI 4471 Å-Linie beim Eintreffen der ersten Speiche des Plasmas. Der Zeitpunkt der Aufnahme des Profils ist durch die Lage des Öffnungspulses für das Vidikon relativ zum Gesamtlichtsignal festgelegt. Deutlich sind in diesem Spektrum zwei Liniensatelliten¹⁸ im Abstand der Plasmafrequenz links und rechts der verbotenen Komponente der Linie zu erkennen, wodurch sich mit $\Delta\lambda = 0,4 \text{ Å}$ die Plasmadichte zu $n \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ bestimmt. Diese Dichte ist allerdings so gering, daß sie mit dem Interferometer noch nicht meßbar ist. Im weiteren Anstieg der Speiche erweist sich dagegen die Beobachtung der HeI 4471 Å-Linie nicht mehr als sinnvoll, da bei größeren Satellitenabständen der äußere Satellit S_+ von der ersten der schon gezeigten OII-Linien (Abb. 35) überdeckt wird. Deshalb wird der weitere Verlauf der ersten Speiche an der entsprechenden Singulettlinie HeI 4922 Å untersucht.

Die Entwicklung des Profils der HeI 4922 Å-Linie über die Zündspeiche hinweg ist in Abb. 37 dargestellt. Jeweils oben rechts sind - wie gleichzeitig registriert - Dichteverlauf, Lichtsignal und Lage des Öffnungspulses für das Vidikon aufgetragen. Die Variation der Linienintensität entspricht direkt dem Verlauf des Lichtsignals, die Linien sind relativ zueinander im gleichen Maßstab aufgetragen. Dabei treten außer der Heliumlinie die schon bekannten Störlinien (s. Abb. 35) auf. Die Zählstatistik der Einzelkanäle wurde - wie schon erwähnt - durch Mittelung über jeweils 5 Kanäle verbessert. Der daraus resultierende Fehler ist jeweils durch Fehlerbalken angegeben.

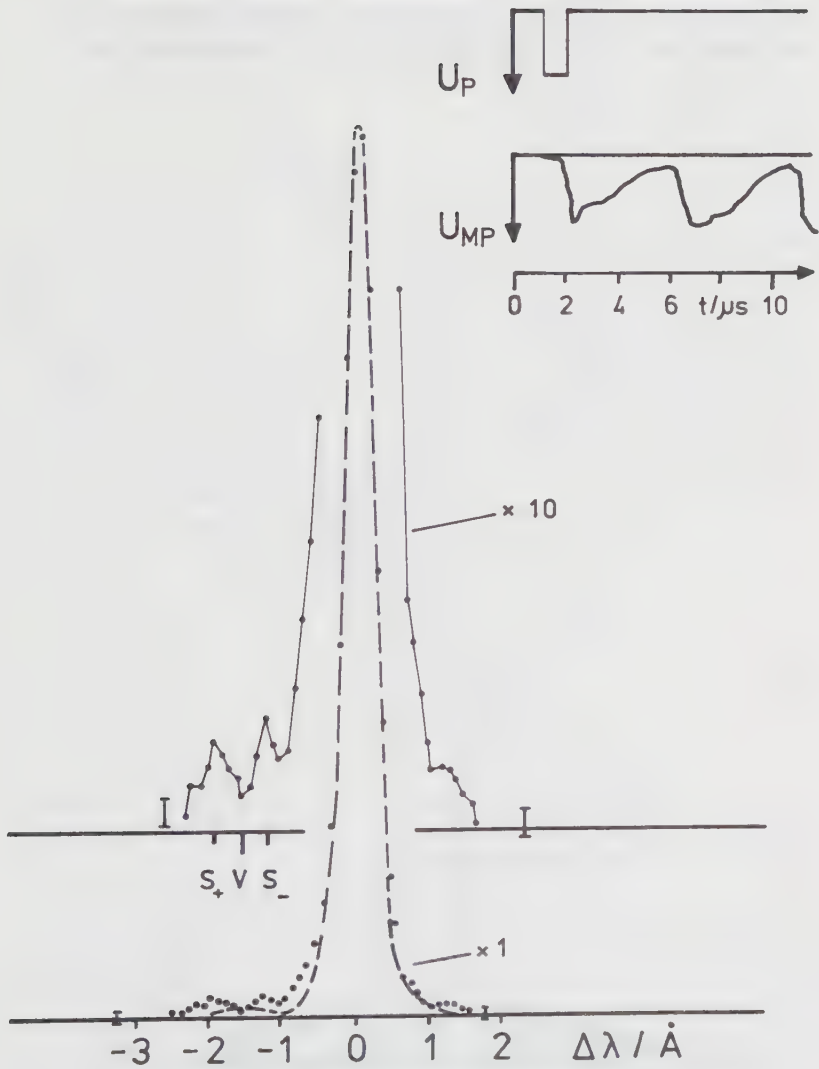


Abb. 36: Profil der HeI 4471 Å bei Eintreffen
 der ersten Speiche
 oben rechts: Öffnungspuls für das Vidikon $U_P(t)$
 Lichtsignal $U_{MP}(t)$
 ---- Profil für $n = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$

Abbildungen 37 a,b,c,d: Entwicklung des Profils der HeI 4922 Å-Linie in der Zündspeiche; jeweils rechts oben: Dichteverlauf $n(t)$, Lichtsignal $U_{MP}(t)$, Öffnungspuls für das Vidikon $U_P(t)$

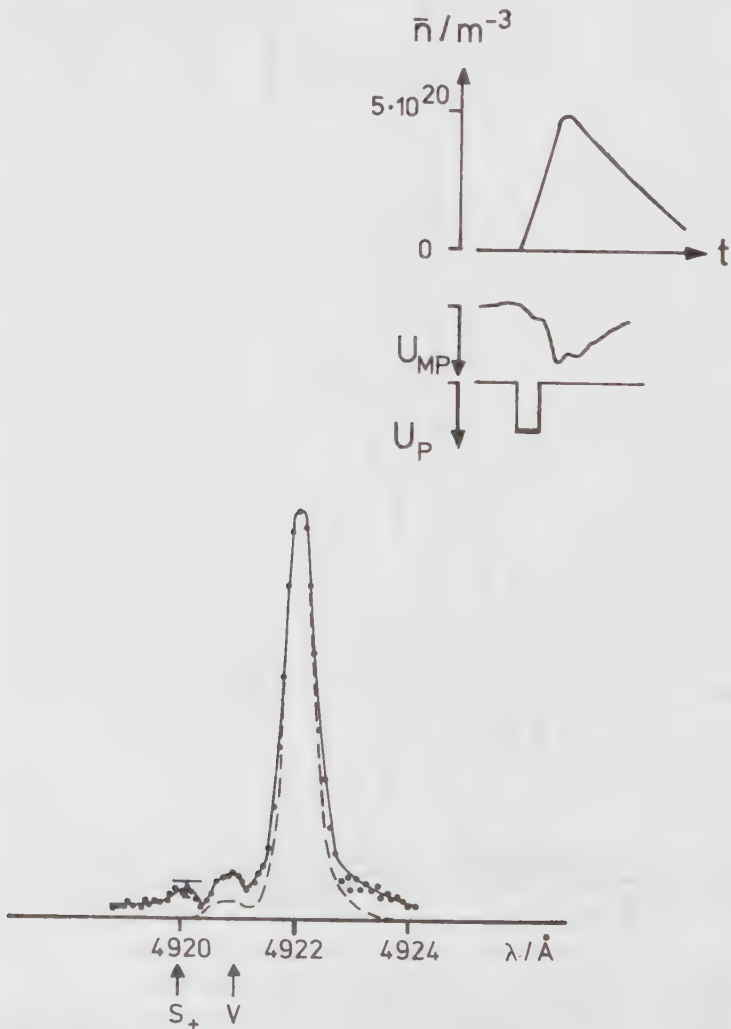


Abb. 37a

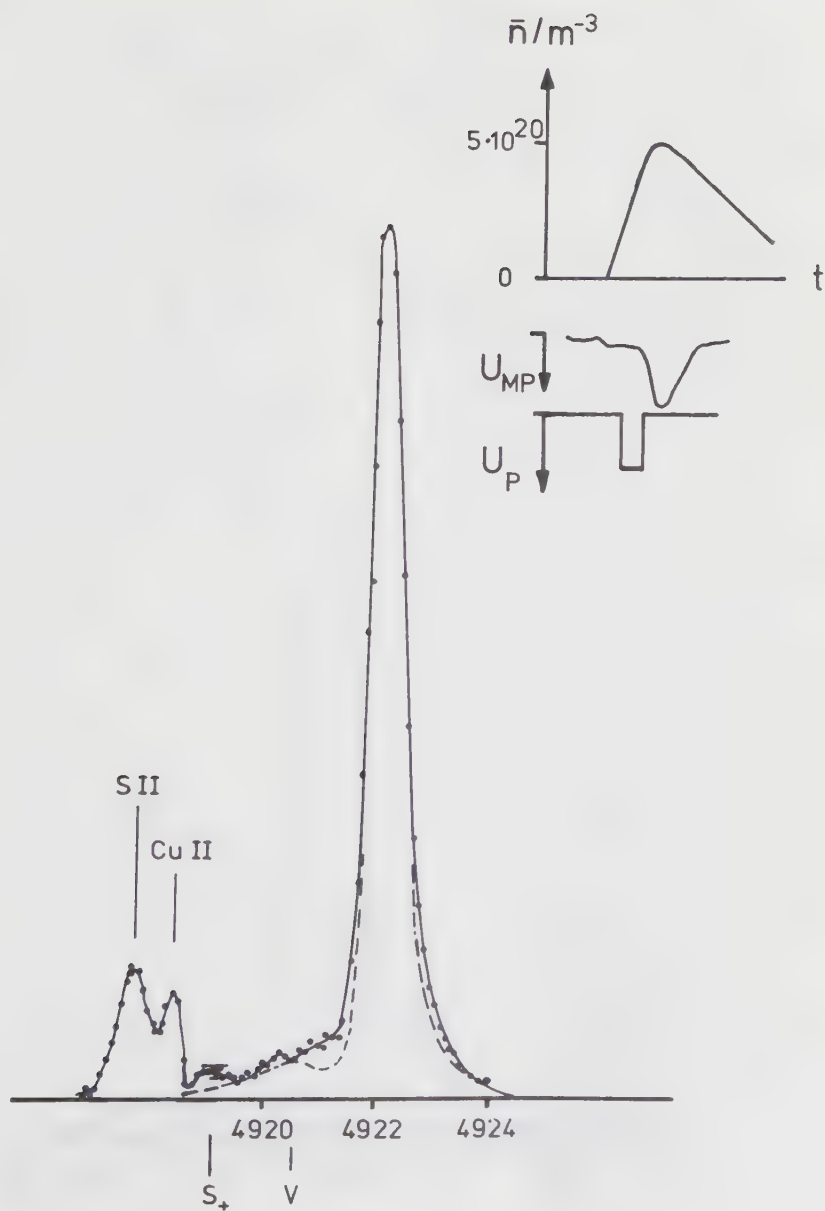


Abb. 37b

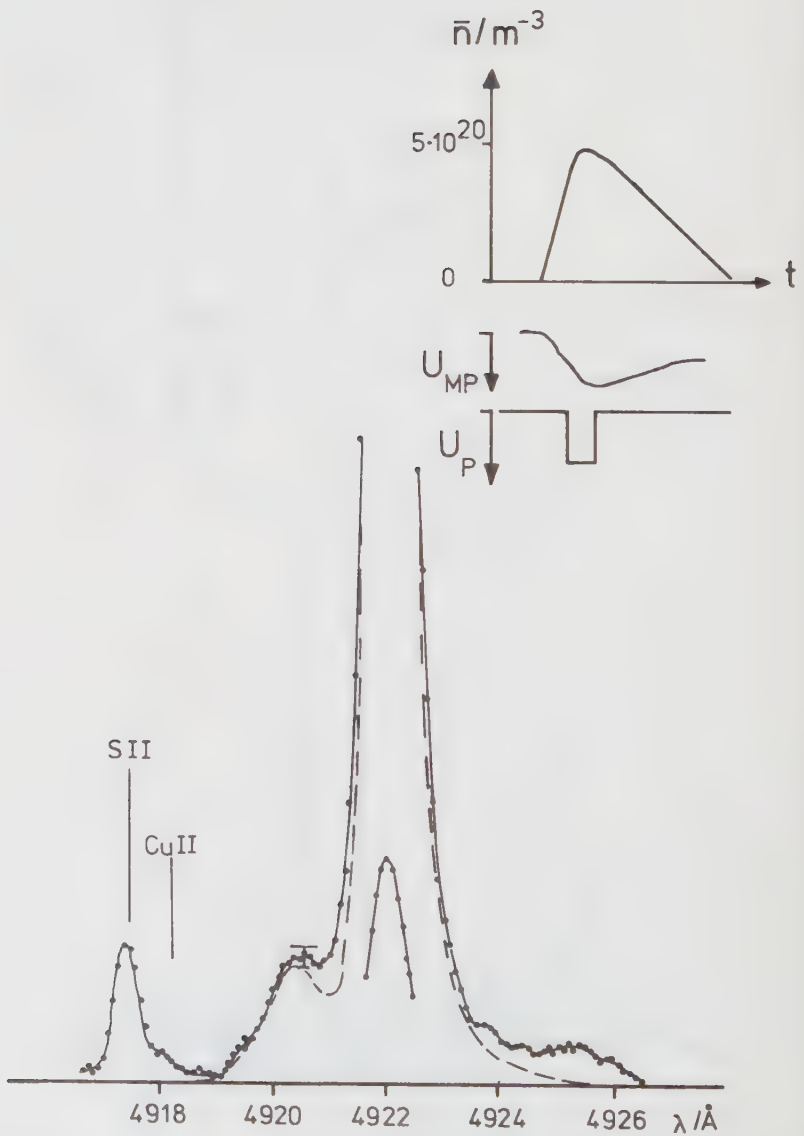


Abb. 37c

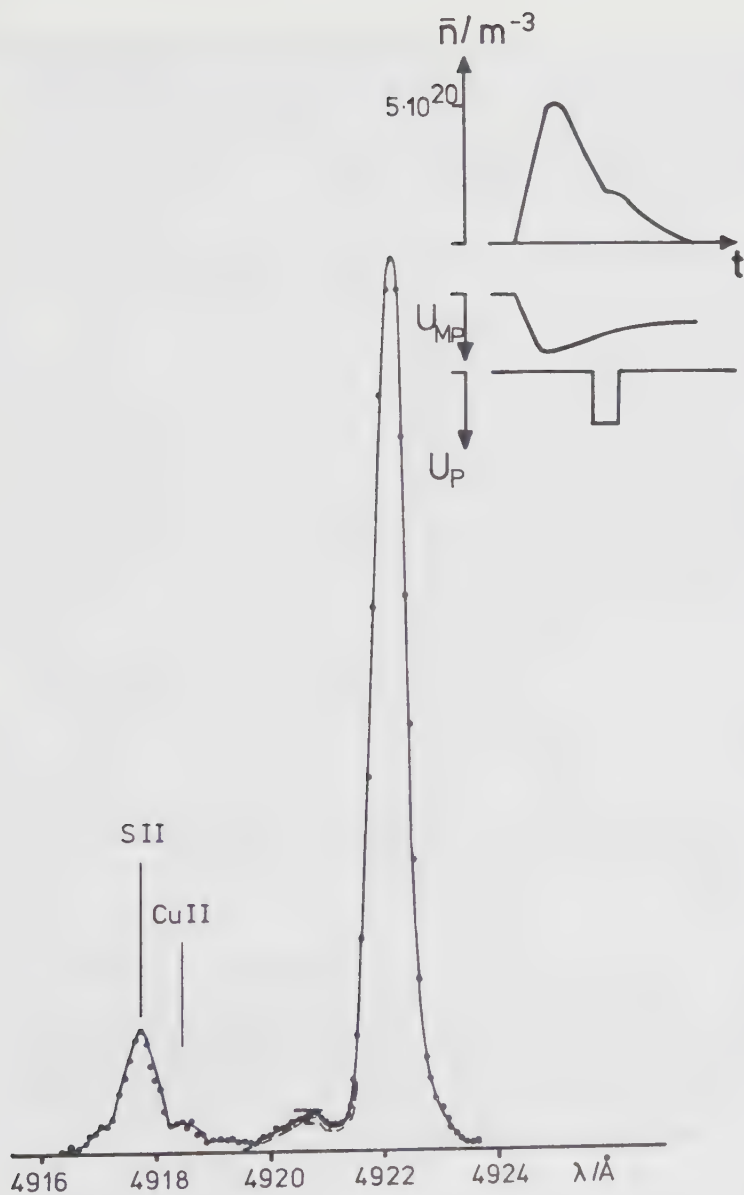


Abb. 37d

Die aus der interferometrischen Dichtemessung gewonnenen theoretischen Linienprofile sind mit unterbrochenen Linien eingetragen. Das Vorgehen zur Berechnung folgt dem unter 5.7. und 5.8. beschriebenen Verfahren. Die Anpassung der Profile richtet sich hier nach dem Linienmaximum.

In den Profilen aus der Speichenfront sind bei dieser Helium-Linie ebenfalls deutliche Abweichungen vom thermischen Profil zu erkennen. Zum frühesten Aufnahmezeitpunkt (Abb. 37a) - eine noch weitere Rückverlegung des Öffnungsfensters erscheint nicht sinnvoll, da die Linie dann eine zu geringe Intensität besitzt - ist der äußere Plasmasatellit, bezeichnet mit S_+ , deutlich zu erkennen, und die verbotene Komponente der Linie weist eine starke Überhöhung gegenüber dem berechneten Profil auf. Mit dem weiteren Anstieg der Dichte in der Speiche (Abb. 37b) vergrößert sich der Abstand des äußeren Satelliten. Aus den gefundenen Abständen a) $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ und b) $\Delta\lambda = 1,5 \text{ \AA}$ ergeben sich für die Plasmadichte mit a) $n = 2,1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ und b) $n = 4,6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ Werte, die der interferometrisch bestimmten Dichte tatsächlich entsprechen. Bei diesen Satellitenabständen fällt der innere Satellit praktisch mit der erlaubten Linie zusammen und ist deshalb nicht zu erkennen.

Eine weitere markante Änderung des Linienprofils (Abb. 37b) ist das völlige Verschwinden des Tals zwischen verbotener und erlaubter Linie. - Die gleiche Entwicklung findet sich bei der HeI 4471 $\text{\AA}$ -Linie ebenfalls.

Erreicht man mit dem Beobachtungszeitfenster das Maximum der Speiche (Abb. 37c), dann verschwindet der äußere Satellit, und eine Einsenkung zwischen beiden Komponenten wird wieder erkennbar. In der rückwärtigen Zone der Speiche (Abb. 37d) findet man schließlich ein Profil vor, das dem berechneten thermischen Profil exakt entspricht.

6.6. BESTIMMUNG DER NICHTTHERMISCHEN MIKROFELDER AUS DEM LINIENPROFIL

Bei der Interpretation wird davon ausgegangen, daß zwischen dem thermischen Mikrofeld und den turbulenten Feldern des Plasmas keine Korrelationen bestehen. Dann sind die Felder superponierbar, und das für den quadratischen Starkeffekt verantwortliche mittlere Feldquadrat ist:

$$\langle E_{\text{ges}}^2 \rangle = \langle E_{\text{therm}}^2 \rangle + \langle E_{\text{turb}}^2 \rangle \quad (6,1)$$

Zum frühesten Zeitpunkt ist eine deutliche Überhöhung der mit V bezeichneten verbotenen Komponente der Linie um mehr als das Doppelte zu finden. Es handelt sich dabei offensichtlich um niederfrequente elektrische Felder. Nach Baranger und Mozer¹⁸ läßt sich die Feldstärke aus dem Verhältnis der Überschußfläche zur Fläche der erlaubten Komponente der Linie S berechnen:

$$\langle E_{\text{turb}}^2 \rangle / \frac{V^2}{m^2} = 4,5 \cdot 10^8 \cdot S \quad (6,2)$$

Dabei werden die Werte der Autoren¹⁸ übernommen und speziell für die HeI 4922 Å-Linie eingesetzt. Das niederfrequente Feld ergibt sich zu $E = 4,8 \cdot 10^5$ V/m, was der Abschätzung der Sättigungsfeldstärken bei Ionen trapping gut entspricht (s. 5.4).

Ebenfalls treten hochfrequente elektrische Felder auf, die sich auf beiden Profilen aus der Speichenfront in Form von Plasmasatelliten, bezeichnet mit S_+ , bemerkbar machen.

Demnach sind, offensichtlich über sekundäre Prozesse, mit den an sich niederfrequenten Instabilitäten auch Schwingungen bei der Elektronenplasmafrequenz angeregt. Mit fortschreitender

Entwicklung der Speiche macht sich eine zunehmende Verbreiterung des Frequenzbandes - besonders in dem Zwischenraum zwischen verbotener und erlaubter Linie - bemerkbar. Der eigentliche innere Satellit, das Gegenstück zu S_+ , verschwindet dagegen in der erlaubten Linie. Dieser Resonanzfall läßt sich jedoch in der einfachen Näherung von Baranger und Mozer¹⁸ nicht behandeln. Eine detaillierte Behandlung des dynamischen Starkeffekts für den gesamten Frequenzbereich geben Autler und Townes⁵⁶. Eine kurze Diskussion der Vorgänge, die die Argumentation hier sprengen würde, findet sich im Anhang B. Danach geht der innere Satellit tatsächlich in der erlaubten Linie auf, wenn sein Abstand von der verbotenen Komponente dem Abstand beider Komponenten entspricht.

Aus der Intensität des äußeren Satelliten läßt sich unbeschadet die mittlere Feldstärke der hochfrequenten Mikrofelder bestimmen:

$$\langle E_{\text{turb}}^2 \rangle = 2,1 \cdot 10^7 \cdot S_+ \cdot [(\omega_{\text{ab}} + \omega_{\text{pe}})/\text{cm}^{-1}]^2, \quad (6,3)$$

wobei ω_{ab} den Abstand der beiden Linienkomponenten darstellt. Daraus ergibt sich eine mittlere Feldstärke $E = 7 \cdot 10^5$ V/m.

Wenn das Dichtemaximum der Speiche erreicht ist, verschwindet der äußere Plasmasatellit, und das Linienprofil nähert sich dem thermischen Profil. Völlige Übereinstimmung liegt jenseits des Maximums vor, was aufgrund aller vorherigen Untersuchungen auch zu erwarten war.

6.7. DISKUSSION DER ERGEBNISSE IN DER HOCHSTROMENTLADUNG

In der Front der Zündspeiche des untersuchten rotierenden Plasmas konnten nichtthermische niederfrequente elektrische Felder der Größe $E = 4,8$ kV/cm spektroskopisch direkt nachgewiesen werden. Es handelt sich damit um Felder von der gleichen Größenordnung, wie sie bei der Anregung der modifizierten Zweistrominstabilität aufgrund deren Sättigungsverhaltens durch Ionentrapping zu erwarten sind (s. 4.4.). Die

Messung muß als eine direkte Bestätigung dieser Vorstellung gewertet werden. - Daneben werden aber auch hochfrequente Felder bei der Elektronenplasmafrequenz von etwa gleicher Stärke beobachtet, die im weiteren Verlauf der Speiche in ein breites Frequenzspektrum übergehen. Hier werden offensichtlich sekundäre Prozesse in der nichtlinearen Entwicklung der Instabilität wirksam, die Energie direkt in Elektronenplasmaschwingungen transferieren können.

Mit Erreichen des Dichtemaximums der Speiche stirbt die Instabilität langsam aus, die Felder nehmen rapide ab. In der rückwärtigen Zone der Speiche liegt schließlich ein völlig ruhiges Plasma vor. Diese Ergebnisse decken sich sehr gut mit den Erkenntnissen aus den Untersuchungen der Speichenstruktur und mit der Tatsache, daß im Dichtemaximum eine Elektronentemperatur vorliegt, die mit klassischen Heizprozessen erklärt werden kann. Der Nachweis der suprathermischen Felder in der Front der Speiche sichert die Vorstellung weiter ab, daß gerade hier der rapide Ionisationsprozeß des Plasmas abläuft.

Das gezeigte Bild ist ebenfalls mit den an anderer Stelle beschriebenen Geschwindigkeitsmessungen konsistent. Die starken suprathermischen Mikrofelder werden in der Zündphase der Entladung beobachtet, wo eine hohe Relativgeschwindigkeit zwischen Plasma und Gas von der Größe der "kritischen Geschwindigkeit" gefunden wird.

Die weitere Entwicklung des rotierenden Plasmas in der Hochstromentladung geht zu noch höheren Dichten, als sie in der ersten Speiche mit $5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ erreicht werden, da auch der Entladungsstrom weiter steigt. Nichtthermische Mikrofelder lassen sich zu späteren Zeiten nicht mehr aus dem Linienprofil separieren, da sie gegenüber der Zündspeiche nicht stärker werden, das normale Plasmamikrofeld jedoch mit höherer Dichte größere Werte annimmt.

Allerdings läßt sich auch leicht ausrechnen, daß bei Plasmadichten oberhalb $6 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ die Leitfähigkeit nach Spitzer⁴⁰

ausreicht, um im rückwärtigen Teil der Speiche zu gleichen Stromdichten zu gelangen, wie aufgrund der Elektronendrift in der Front der Speiche. Gleichzeitig wird damit die Joule'sche Heizung in der gesamten Speiche konkurrenzfähig, zumal gleichermaßen die Elektronendrift durch wachsende Coulombstoßfrequenzen abgebaut wird. Folglich kann eine stärkere Ionisation auch im rückwärtigen Speichengebiet wirksam werden. Dadurch geht der ausgeprägte Speichencharakter verloren, und das rotierende Plasma geht in eine homogene, nahezu voll ionisierte, Plasmascheibe über.

7. ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurden die Plasmaparameter eines rotierenden Plasmas in lokaler Auflösung im gesamten Parameterbereich bestimmt, der von der "kritischen Geschwindigkeit" beherrscht wird. Dabei konnte nachgewiesen werden, daß die Ladungsträgerbilanz mit einem Modell, das die Elektronenheizung analog zur Positiven Säule beschreibt, nicht erfüllt werden kann. Erst die Einführung eines von den Entladungsparametern unabhängigen turbulenten Heizungsprozesses der Elektronen beseitigt diese Diskrepanz.

Eine detaillierte Untersuchung der Speichenstruktur der Entladung hat eine deutliche Zweiteilung des Plasmas zum Ergebnis: Die rapide Ionisation erfolgt in der Front einer Speiche. Die rückwärtige Speichenzone besteht aus einem zerfallenden Plasma, wo sich die gemessene Elektronentemperatur ohne weiteres mit einer klassischen Energiebilanz erklären läßt. In der Front der Speiche sind dagegen die Voraussetzungen zur Anregung einer modifizierten Zweistrominstabilität mit hohen Anwachsrate erfüllt, was zu einer effektiven Elektronenheizung führt.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden bei hohen Entladungsströmen Profile von He-Spektrallinien mit einer Zeitauflösung untersucht, die Aussagen über Einzelvorgänge in den Speichen gestattet. In der Front der Zündspeiche konnten Satellitenstrukturen bei der Plasmafrequenz nachgewiesen werden, ebenso eine Überhöhung der verbotenen Komponente der He-Linien, die auf niederfrequente elektrische Felder zurückgeht. Die Plasmadichte wurde gleichzeitig mit einem CO_2 -Laserinterferometer unabhängig bestimmt. - Die Größenordnung der gemessenen Felder stimmt mit Abschätzungen aus dem Sättigungsverhalten der modifizierten Zweistrominstabilität durch Ionentrapping überein. - Im rückwärtigen Gebiet der Speiche sind dagegen keine nichtthermischen Mikrofelder nachweisbar, was die vorgestellte Zweiteilung nochmals bestätigt.

Im Hinblick auf die "kritische Geschwindigkeit" konnte damit gezeigt werden, daß die turbulente Elektronenheizung in elektrostatischen Instabilitäten der tragende Prozeß für die beobachtete rapide Ionisation ist; denn

- die Ladungsträgerbilanz kann nicht durch eine Heizung über binäre Stöße befriedigt werden;
- in der Speichenfront liegen die Ausgangsbedingungen für die modifizierte Zweistrominstabilität vor, die eine turbulente Elektronenheizung ermöglicht;
- in der Speichenfront konnten direkt suprathemische elektrische Mikrofelder nachgewiesen werden.

Die Spannungsbegrenzung der Entladung kommt schließlich durch einen darauf aufbauenden makroskopischen Regelprozeß zustande, mit dem über die Plasmadichte die Leitfähigkeit des Plasmas gesteuert wird.

Zu Alfvéns kosmogonischen Vorstellungen kann abschließend gesagt werden, daß bei der "kritischen Geschwindigkeit" tatsächlich ein kollektiver Plasmaprozeß mit einer rapiden Ionisation vorliegt, wie ursprünglich vorgeschlagen. Dabei ist in jedem Fall eine ausgeprägte räumliche Struktur der Wechselwirkungszone zwischen Plasma und Gas senkrecht zum Magnetfeld zu berücksichtigen. Wie weit die tatsächliche Bedeutung für Alfvéns präplanetare Plasmawolken geht, müssen detaillierte Modellrechnungen mit einer Skalierung der Laborbedingungen auf die Parameter kosmischer Plasmen zeigen.

ANHANG

A DISPERSIONSRELATION BEI EINER RELATIVDRIFT ZWISCHEN ELEKTRONEN UND IONEN SENKRECHT ZUM MAGNETFELD UND SENKRECHT ZU EINEM DICHTGRADIENTEN

Im folgenden soll die Dispersionsrelation für die Wellenausbreitung senkrecht zum Magnetfeld und senkrecht zu einem Dichtegradienten diskutiert werden (s. auch Abb. 21). Der Ansatz dazu findet sich bei Mikhailovskii⁴⁴. Es wird ein kaltes stoßfreies Plasma vorausgesetzt.

Ausgehend von der Bewegungsgleichung

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{e}{m} \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{A } 1)$$

und der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \cdot \mathbf{v}) = 0, \quad (\text{A } 2)$$

gewinnt man nach Linearisierung des Problems mit dem üblichen Wellenansatz:

$$\mathbf{E}_1, n_1, \mathbf{v}_1 \sim \exp[-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r}] \quad (\text{A } 3)$$

Ausdrücke für die Teilchengeschwindigkeiten im Feld der Welle

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_{\perp 1} &= \frac{i\mathbf{e}}{m \cdot [(\omega - \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{v}_r)^2 - \omega_c^2]} \cdot [(\omega - \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{v}_r) \cdot \mathbf{E}_{\perp 1} + i\mathbf{E}_{\perp 1} \times \underline{\omega}_c] \\ v_{z1} &= \frac{i\mathbf{e}}{m} \cdot \frac{E_{z1}}{\omega - \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{v}_r}, \end{aligned} \quad (\text{A } 4)$$

wobei $\omega_c = \frac{eB}{m}$ die jeweilige Gyrofrequenz repräsentiert. Die gestörte Teilchendichte ist

$$n_1 = \frac{-i}{\omega - \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{v}_r} \cdot [n_0(\varphi) \cdot \nabla \cdot (\mathbf{v}_{\perp 1} + \mathbf{v}_{z1}) + \nabla n_0(\varphi) \cdot \mathbf{v}_{\perp 1}] \quad (\text{A } 5)$$

Als zusätzlicher Term taucht darin $\nabla n_0(\varphi) \cdot \underline{v}_{\perp 1}$ gegenüber einem homogenen Plasma auf. Durch Einsetzen von (A 4) in (A 5) lassen sich die Geschwindigkeiten eliminieren.

$$n_1 = \frac{e}{m} \cdot \left[\frac{n_0(\varphi) \nabla \underline{E}_{\perp 1} + \nabla n_0(\varphi) \cdot \underline{E}_{\perp 1}}{(\omega - k_r \cdot v_r)^2 - \omega_c^2} + \frac{i \nabla n_0(\varphi) \cdot (\underline{E}_{\perp 1} \times \omega_c)}{(\omega - k_r \cdot v_r) \cdot [(\omega - k_r \cdot v_r)^2 - \omega_c^2]} + \frac{n_0(\varphi) \cdot \nabla E_{z1}}{(\omega - k_r \cdot v_r)^2} \right] \quad (A 6)$$

Der Term $\nabla n_0(\varphi) \cdot (\underline{E}_{\perp 1} \times \omega_c)$ erlangt in der Speichenfront eminente Wichtigkeit, da wegen der Elektronen-Ionen-Relativdrift parallel zur Speichenfront gerade longitudinale Wellen mit der Ausbreitungsrichtung k_r angeregt werden. Dadurch wird eine zusätzliche konvektive Änderung der Ladungsträgerdichte im Feld der Welle beschrieben, was natürlich deren Verhalten beeinflusst. Dagegen wird der Term $\nabla n_0(\varphi) \cdot \underline{E}_{\perp 1}$ nur bei schrägem Einlaufen der Welle in den Dichtegradienten wirksam.

Unter Verwendung der Poisson-Gleichung

$$-k^2 \Phi = -\frac{1}{\epsilon_0} \cdot \sum_v n_{1v} \cdot e_v \quad (A 7)$$

wo v die Ladungsträgersorten berücksichtigt, gewinnt man endgültig die Dispersionsrelation.

$$1 = \sum_v \frac{e_v \cdot n_{0v}(\varphi)}{m_v \cdot \epsilon_0} \cdot \left[\frac{1}{\omega_v^2 - \omega_{cv}^2} \cdot \frac{k_{\perp}^2}{k^2} - \frac{\omega_{cv}}{\omega_v'(\omega_v'^2 - \omega_{cv}^2)} \cdot \frac{\kappa_n \cdot k_r}{k^2} + \frac{i}{\omega_v'^2 - \omega_{cv}^2} \cdot \frac{\kappa_n \cdot k_{\varphi}}{k^2} + \frac{1}{\omega_v'^2} \cdot \frac{k_z^2}{k^2} \right] \quad (A 8)$$

Der Dichtegradient wird darin durch den Ansatz

$$\kappa_n = \frac{1}{n_0(\varphi)} \cdot \frac{dn_0(\varphi)}{d\varphi}$$

beschrieben; ω_v' stellt die Frequenz des Wellenfeldes im Ruhe-

system der Ionen dar:

$$\omega_i^1 = \omega$$

$$\omega_e^1 = \omega - k_r \cdot v_r$$

Es werden nun Lösungen unter der Bedingung $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$ gesucht. Dabei sind beide Ladungsträgersorten gleichermaßen an den elektrischen Feldfluktuationen beteiligt. Nach Einführung der Plasmafrequenzen:

$$\omega_{pv}^2 = \frac{e \cdot n_{ov}}{m_v \cdot \epsilon_0}$$

und Vernachlässigung von Gliedern der Größenordnung m_e/m_i gewinnt man aus (A 8) die Beziehung:

$$1 = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \cdot \frac{k_{\perp}^2}{k^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}(\omega - k_r v_r)} \cdot \frac{n \cdot k_r}{k^2} - i \cdot \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \cdot \frac{n \cdot k_{\phi}}{k^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - k_r v_r)^2} \cdot \frac{k_z^2}{k^2} \quad (A 9)$$

Von homogenen Plasmen ist bekannt^{44,46}, daß die Anwachsrate der modifizierten Zweistrominstabilität für $(k_z/k)^2 \approx m_e/m_i$ maximal sind. Durch Einsetzen des Ausdrucks für die Untere Hybridfrequenz

$$\omega_{UH}^2 = \frac{\omega_{pi}^2}{1 + (\omega_{pe}/\omega_{ce})^2} \quad (A 10)$$

geht die Dispersionsrelation für den Fall hoher Dichten $\omega_{pe}^2 \gg \omega_{ce}^2$, der im vorgestellten rotierenden Plasma realisiert ist, in folgenden Ausdruck über:

$$1 = \frac{\omega_{UH}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{UH}}{\omega - k_r v_r} \cdot \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \cdot A_1 + \frac{\omega_{UH}^2}{(\omega - k_r v_r)^2} - i A_2 \quad (A 11)$$

Dabei ist der Dichtegradient in

$$A_1 = \frac{n \cdot k_r}{k^2} \quad \text{und} \quad A_2 = \frac{n \cdot k_{\phi}}{k^2}$$

enthalten, für $\kappa_n \rightarrow 0$ geht die Beziehung in die bekannte Dispersionsrelation eines homogenen Plasmas über.

Die Dispersionsrelation ist als Polynom vierten Grades im Komplexen elementar lösbar⁵⁷. Wie man dem Dispersionsplot (Abb. 22) entnehmen kann, führt ein steiler Dichtegradient senkrecht zum Magnetfeld zu einer gesteigerten Anwachsrate gegenüber der modifizierten Zweistrominstabilität in einem homogenen Plasma. Der dämpfende Einfluß bei schräglaufernder Welle ist dagegen sehr gering, was schon aus dem Vergleich der Terme $\frac{m_i}{m_e} \cdot A_1 \gg A_2$ hervorgeht, zumal ohne weiteres

$k_r > k_\phi$ angenommen werden kann. Er ist deshalb in Kapitel 4.3. vernachlässigt.

B WIRKUNG DES DYNAMISCHEN STARKEFFEKTS AUF ZWEI BENACHBARTEN ZUSTÄNDEN IM ATOM

An dieser Stelle soll eine kurze Darstellung zum Problem eines Atoms in einem schnell variierenden elektrischen Feld gegeben werden, die den eigentlichen Argumentationsfluß der Arbeit sonst unterbrechen würde.

Gehen wir aus von einem Atom, das zwei benachbarte Niveaus a und b besitzt. Der Übergang von a nach 0 ist für elektrische Dipolstrahlung aufgrund der Auswahlregeln erlaubt, während der Übergang von b nach 0 verboten ist (Abb. 38).

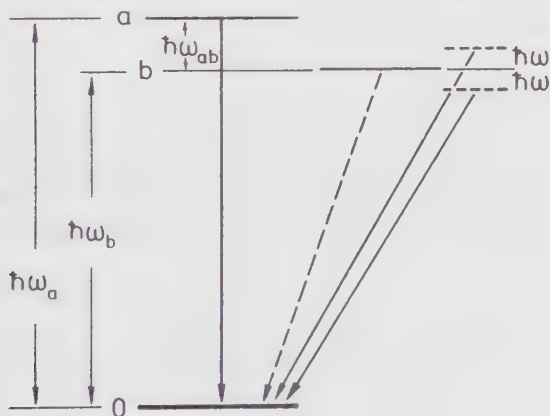


Abb. 38: Bei der Diskussion des dynamischen Stark-effekts zugrundegelegtes Niveauschema
 ω_a ist ein erlaubter Übergang, ω_b verboten

Es wird ein elektrisches Feld der Form

$$E = E_0 \cdot \cos \omega t \quad (B 1)$$

angelegt, das die Wechselwirkung zwischen a und b modifiziert, jedoch keinen Einfluß auf den Zustand 0 ausübt. Es handelt sich um die von Baranger und Mozer¹⁸ diskutierte Situation. Dabei erscheinen symmetrisch neben dem verbotenen Übergang zwei

Linien Satelliten. Für das Intensitätsverhältnis zur erlaubten Komponente geben die Autoren an:

$$S_{\pm} \sim \frac{\langle E^2 \rangle}{(\omega_{ab} \pm \omega)^2} \quad (B\ 2)$$

Die betrachtete Näherung läßt sich jedoch nicht auf den Fall $|\omega_{ab} - \omega| \leq 0$ ausdehnen, der in dem in der vorliegenden Arbeit behandelten Plasma offensichtlich auftritt.

Eine allgemeinere Darstellung des Problems, aus der sich zum einen die obige Näherung zwanglos ableiten läßt, die zum anderen aber auch den weiteren interessierenden Bereich abdeckt, haben Autler und Townes⁵⁶ gegeben. Das beschriebene System läßt sich mit der Wellenfunktion

$$\Psi = T_a(t) \cdot U_a + T_b(t) \cdot U_b \quad (B\ 3)$$

beschreiben. U_a und U_b stellen die Lösungen des ungestörten Systems dar, während $T_a(t)$ und $T_b(t)$ die Zeitentwicklung beschreiben. Mit dem Hamiltonoperator im elektrischen Feld

$$H = H_0 - \underline{d} \cdot \underline{E} \quad (B\ 4)$$

ist für das Problem die Schrödinger Gleichung

$$i\hbar \cdot \dot{\Psi} = (H_0 - \underline{d} \cdot \underline{E}_0 \cdot \cos \omega t) \Psi \quad (B\ 5)$$

zu lösen. Mit der Definition

$$\beta_{ab} = \beta_{ba} = \frac{\langle a | \underline{d} \cdot \underline{E} | b \rangle}{2 \cdot \hbar} \quad (B\ 6)$$

führt das auf die beiden Differentialgleichungen

$$\begin{aligned} i\hbar \cdot \dot{T}_a &= W_a \cdot T_a + 2 \cdot \hbar \cdot \beta_{ab} \cdot \cos \omega t \cdot T_b \\ i\hbar \cdot \dot{T}_b &= W_b \cdot T_b + 2 \cdot \hbar \cdot \beta_{ba} \cdot \cos \omega t \cdot T_a \end{aligned} \quad (B\ 7)$$

Als allgemeine Lösung des Problems wird die folgende Wellenfunktion angegeben.

$$\begin{aligned} \psi = U_a \cdot \left[A_0 \cdot e^{i\lambda_a t} \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{A_k}{A_0} \cdot e^{-ik\omega t} \right. \\ \left. + B_0 \cdot e^{i\lambda_b t} \cdot \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{B_l}{B_0} \cdot e^{-il\omega t} \right] \\ + U_b \cdot \left[A_0 \cdot e^{i\lambda_a t} \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{B_l}{A_0} \cdot e^{-ik\omega t} \right. \\ \left. + B_0 \cdot e^{i\lambda_b t} \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{B_k}{B_0} \cdot e^{-ik\omega t} \right] \end{aligned} \quad \begin{array}{c} a_1 \\ a_2 \\ b_1 \\ b_2 \end{array} \quad (B 8)$$

Dabei sind k gerade und l ungerade Zahlen. Term a_1 beinhaltet im wesentlichen den ungestörten Zustand a , der aufgrund des elektrischen Wechselfeldes Seitenbänder im Energieabstand $\pm k \cdot h\omega$, $k = 2, 4, \dots$, erhält, während a_2 eine Beimischung des Zustandes a zum Zustand b darstellt. Hier sind Seitenbänder bei $\pm l \cdot h\omega$, $l = 1, 3, \dots$, zu finden. Beide Zustände unterliegen einer Niveauverschiebung $\lambda_a + \omega_a$ bzw. $\lambda_b + \omega_b$, die von der Stärke des Störfeldes abhängt. b_1 und b_2 stellen die entsprechenden Komponenten des Zustandes b dar, die jedoch nicht in einer elektrischen Dipolstrahlung wirksam werden und somit für das beobachtbare Spektrum keine Rolle spielen. In der weiteren Betrachtung sollen deshalb nur die Anteile a_1 und a_2 der Wellenfunktion berücksichtigt werden.

Ausgangspunkt ist eine von Autler und Townes⁵⁶ angegebene Näherung für $\omega \approx \omega_{ab}$, die damit speziell auch auf den Resonanzfall eingeht. Eine weitere Einschränkung ist die Näherung schwacher elektrischer Felder, $\beta_{ab} \ll \omega_{ab}$. In (B 8) sind dann alle Glieder außer $k = 0$ und $l = 1$ zu vernachlässigen. Die Wellenfunktion für den Zustand der erlaubten Komponente ist dann:

$$\psi_a = U_a \cdot N \cdot e^{i\lambda_a t} \quad (B 9)$$

- N ist ein Normierungsfaktor - ,

während die verbotene Komponente in zwei "Satelliten" aufspaltet.

$$\psi_{b\pm} = U_a \cdot N \cdot \frac{\beta_{ab}}{-\lambda_b - \omega_b + (\omega_{ab} \pm \omega)} \cdot e^{i(\lambda_b \mp \omega)t} \quad (B 10)$$

Dabei sind:

$$\lambda_a = -\frac{\omega_{ab} - \omega}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_{ab} - \omega)^2 + 4\beta_{ab}^2} - \omega_a$$

und (B 11)

$$\lambda_b = \frac{\omega_{ab} - \omega}{2} \mp \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_{ab} - \omega)^2 + 4\beta_{ab}^2} - \omega_b$$

Das jeweils obere Vorzeichen vor der Wurzel steht für den Fall $\omega \leq \omega_{ab}$, während das untere für $\omega \geq \omega_{ab}$ gilt. Solange $\omega < \omega_{ab}$ bleibt, erfolgt die gegenseitige Verschiebung der beiden Linienkomponenten wie beim statischen Starkeffekt, allerdings etwas modifiziert.

Mit diesen Kenntnissen lassen sich insbesondere die Satellitenintensitäten relativ zur erlaubten Linie bestimmen ($\omega \leq \omega_{ab}$).

$$S_{\pm} = \frac{\psi_{b\pm} \cdot \psi_{b\pm}^*}{\psi_a \cdot \psi_a^*} = \frac{\beta_{ab}^2}{\left[(\omega_{ab} \pm \omega) - \frac{\omega_{ab} - \omega}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_{ab} - \omega)^2 + 4\beta_{ab}^2} \right]^2} \quad (B 12)$$

Behandeln wir zunächst den Resonanzfall: Die Intensität des inneren Satelliten erreicht die Intensität der erlaubten Linie $S_{\pm} = 1$. Außerdem muß die Lösung für $\omega \geq \omega_{ab}$ gleichberechtigt berücksichtigt werden. Die erlaubte Linie besteht offensichtlich nunmehr aus zwei gleich starken Komponenten im Abstand $2\beta_{ab}$ voneinander⁵⁶, der innere Satellit ist direkt in der Linie aufgegangen. Weitere Verbreiterungsmechanismen sorgen im allgemeinen dafür, daß nicht einmal die Aufspaltung bemerkt wird.

Also erscheint für einfache Betrachtungen ein Abschneiden hochfrequenter Mikrofelder für $\omega \geq \omega_{ab}$ gerechtfertigt, wenn ω nicht noch wesentlich größer wird; dann erscheint nämlich der Satellit auf dem äußeren Flügel der Linie wieder.

Beschränkt man sich auf Frequenzen, für die $|\omega_{ab} - \omega| \gg \beta_{ab}$ gilt, dann wird aus (B 12) mit (B 6)

$$S_{\pm} = \frac{\beta_{ab}^2}{(\omega_{ab} \pm \omega)^2} = \frac{\langle d^2 \rangle \cdot E_0^2}{4\hbar^2 (\omega_{ab} \pm \omega)^2} \quad (B 13)$$

das Ergebnis von Baranger und Mozer¹⁸. Dabei ist zu berücksichtigen, daß bei diesen Autoren mit $\langle E^2 \rangle$ das mittlere Feld verteilt über 3 Raumrichtungen angegeben ist. Somit kommt man auch auf den gleichen Vorfaktor.

Mit einer anderen Ausgangsnäherung bei Autler und Townes⁵⁶ läßt sich auch der Übergang $\omega \rightarrow 0$ richtig verifizieren, womit der gesamte interessante Frequenzbereich abgedeckt ist.

Eine Erweiterung der Theorie zu höheren elektrischen Feldstärken hin findet sich bei Hicks et al.⁵⁸. Es werden weitere benachbarte Niveaus in der Berechnung mitgenommen, außerdem ist ein äußeres Magnetfeld in die Betrachtung einbezogen. In unserem Fall reicht jedoch die Näherung niedriger Feldstärken aus. Der Einfluß des Magnetfelds auf das Profil ist durch eine zusätzliche Verbreiterung berücksichtigt.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß auch der Fall der Entartung der Niveaus a und b also $\omega_{ab} \rightarrow 0$ in die Betrachtung eingeschlossen ist. Symmetrisch um die ungestörte, unverschobene Linie treten Satelliten im Abstand $\pm n\omega$, $n = 1, 2, \dots$, mit Intensitätsverhältnissen auf, wie schon bei Blochinzew beschrieben⁵⁹.

Im Anschluß an diese Diskussion lassen sich sowohl die Satelliten aufgrund des linearen Starkeffekts beim Wasserstoff, wie auch die Satelliten bei den Heliumlinien gleichermaßen als Seitenbandmodulation des jeweils strahlenden Zustandes bei Vielfachen der angebotenen Frequenz ω interpretieren.

LISTE DER VERWENDETEN SYMBOLE

Bei der Anwendung der verschiedenen Symbole wurde auf Eindeutigkeit innerhalb der einzelnen Kapitel geachtet. Einige Mehrfachverwendungen in der gesamten Arbeit ließen sich nicht vermeiden, sie dürften jedoch nicht zu Mißverständnissen führen. Die unterschiedlichen Bedeutungen sind in der Liste jeweils durch Semikolon getrennt.

A_1, A_2	Parameter in der Dispersionsrelation
B	Magnetfeldstärke
b_i	Ionenbeweglichkeit
c_{si}	Ionenschallgeschwindigkeit
D_a	Koeffizient der ambipolaren Diffusion
d	Längsausdehnung des Plasmas
$\underline{d}$	elektrisches Dipolmoment
E	elektrische Feldstärke
e	Elementarladung
F_a, F_i	Elektrodenflächen der asymmetrischen Doppelsonde
$f(W)$	Energieverteilungsfunktion
H, H_0	Hamiltonoperator allgemein, ungestört
$\hbar$	$h/2\pi$ Plancksches Wirkungsquantum
I_E	Entladungsstrom
I_o	Entladungsstrom bei Zündung
I_s, I_{si}	Sondenstrom, Ionenstrom
I_N	normierter Sondenstrom
$I(\Delta\lambda)$	Intensitätsverteilung in Linienprofilen
j_e, j_i	Elektronen-, Ionenstromdichte
j_E	Entladungsstromdichte
k	Boltzmannkonstante; Wellenzahl
k_r, k_z, k_φ	Wellenzahl in r, z, φ -Richtung (Die Suffixe werden überall im gleichen Sinn angewandt)
$L(n)$	relative Leuchtstärke bei der Dichte n
l_s	Länge der Zylindersonde
m_o, m_e, m_i	Atom-, Elektronen-, Ionenmasse
m_e^*	effektive Elektronenmasse
N	Brechungsindex; Normierungsfaktor
n, n_e, n_i	Plasma-, Elektronen-, Ionendichte
n_c	Cut-Off-Dichte

P_{Hz}	Heizleistung, Wärmeverlust
P_o	Neutralgasdruck
Q	Parameter für die Ionenbewegung
R	Volumenverlustrate für Ladungsträger
r_a, r_i	Radius der Außen-, Innenelektrode
r_{ci}	Ionengyrationsradius
r_s	Sondenradius
$\underline{r}$	Ortsvektor
S	Neuerzeugungsrate für Ladungsträger; Verhältnis der Intensität der verbotenen Linie zur Intensität der erlaubten Linie
$S_{\pm}$	Verhältnis der Satellitenintensität zur Intensität der erlaubten Linie
T_a, T_b	zeitabhängiger Anteil der Wellenfunktionen
T_o, T_e	Neutralgas-, Elektronentemperatur
t	Zeit
U_E	Entladungsspannung
U_s	Sondenspannung
U	Spannung allgemein (weitere Suffixe gehen direkt aus den Bildunterschriften hervor)
U_a, U_b	ortsabhängiger Anteil der Wellenfunktionen
$V(n)$	Volumenanteil bei der Dichte n
v_o	Geschwindigkeit
v_{cr}	"kritische Geschwindigkeit"
v_{is}	Ionengeschwindigkeit an der Sonde
v_{id}	Ionendriftgeschwindigkeit
v_e	Elektronengeschwindigkeit
v_{ei}	Relativgeschwindigkeit zwischen Elektronen und Ionen
W	kinetische Energie
W_i	Ionisierungsenergie
W_a, W_b	Energieabstand der Zustände a und b zum Grundzustand
β_{ab}	$\beta_{ab} = \langle a \underline{d} \cdot \underline{E} b \rangle / 2$
$\underline{J}$	Teilchenstromdichte
γ	Anwachsrate
$\Delta\alpha$	Strahlablenkung
$\Delta\phi$	Phasenverschiebung
$\delta(x)$	Dirac'sche Deltafunktion
ϵ_o	Dielektrizitätskonstante
κ_e	anteiliger Energieverlust der Elektronen
κ_n	Dichtegradient

λ	freie Weglänge allgemein; Wellenlänge
λ_e, λ_i	freie Weglänge der Elektronen, Ionen
λ_a, λ_b	verschobener Frequenzabstand der Niveaus a und b zum Grundzustand
ν_i	Ionisationsfrequenz
ν_{en}, ν_{in}	Stoßfrequenz zwischen Atomen und Elektronen, Ionen
ν_R	Rekombinationsfrequenz
ν_s	Verlustfrequenz aufgrund des Entladungsstroms
ν_{eff}	effektive Stoßfrequenz
ρ	Ratenkoeffizient für Rekombination
σ_e	Elektronenleitfähigkeit
σ_i	Wirkungsquerschnitt für Ionisation
τ_i	Lebensdauer der Ionen
τ_{pi}	Ionenplasmaperiode
Φ	elektrisches Potential
φ	azimutale Koordinate; Phase
φ_0	Anfangsphase
χ	$\chi = kT_e/W_i$
Ψ, Ψ_a, Ψ_b	Wellenfunktionen
ω	Frequenz
ω_{pe}, ω_{pi}	Elektronen-, Ionenplasmafrequenz
ω_{ce}, ω_{ci}	Elektronen-, Ionenzyklotronfrequenz
ω_{UH}	Untere Hybridfrequenz
ω_a, ω_b	Frequenzabstand der Niveaus a und b zum Grundzustand
ω_{ab}	$\omega_{ab} = \omega_a - \omega_b$

LITERATURVERZEICHNIS

- 1 H. Alfvén
On the Origin of the Solar System, Oxford University Press(1954)
- 2 H. Alfvén, G. Arrhenius
Structure and Evolutionary History of the Solar System
D. Reidel Publ. Company (1975)
- 3 A. Simon
General Electric Research Lab. Report No 59-RL-2322E (1959)
- 4 U.V. Fahleson
Phys. Fluids 4, 123 (1961)
- 5 B. Angerth, L. Block, U. Fahleson, K. Soop
Nucl. Fus. Suppl. Part I, 39 (1962)
- 6 L. Danielsson
Astrophys. & Space Science 24, 459 (1973)
- 7 L. Danielsson
Phys. Fluids 13, 2288 (1970)
- 8 J.C. Sherman
Astrophys. & Space Science 24, 487 (1973)
- 9 H.A. Hassan
Phys. Fluids 9, 2077 (1966)
- 10 S.C. Lin
Phys. Fluids 4, 1277 (1961)
- 11 E.M. Drobyshevskii
Sov. Phys. Techn. Phys. 8, 963 (1964)
- 12 B. Lehnert
Phys. Fluids 9, 774 (1966)
- 13 T. Hellsten, R. Raggi
Trita-EPP-74-07 (1974)
- 14 J.C. Sherman
Nobel Symposium No 21 (1972)
- 15 M.A. Raadu
Trita-EPP-75-28 (1975)
- 16 B. Lehnert
Phys. Fluids 10, 2216 (1967)
- 17 R.K. Varma
Private Mitteilung (1977)
- 18 M. Baranger, B. Mozer
Phys. Rev. 123, 25 (1961)
- 19 H.J. Kunze, H.R. Griem, A.W. De Silva, G.C. Goldenbaum
Phys. Fluids 12, 2669 (1969)
- 20 A. Piel
Dissertation, Bochum (1977)
- 21 K. Knapp
Diplomarbeit, Bochum (1972), unveröffentlicht
- 22 A. Piel
Diplomarbeit, Bochum (1975), unveröffentlicht

- 23 I. Axnäs
Trita-EPP-72-31 (1972)
- 24 G. Himmel, A. Piel
J. Phys. D 6, L 108 (1973)
- 25 A.R. Sherwood, W.B. Kunkel
J. Appl. Phys. 39, 2342 (1968)
- 26* G. Himmel, E. Möbius, A. Piel
Z. Naturforsch. 31a, 934 (1976)
- 27 J.D. Swift, M.J.R. Schwar
Electrical Probes for Plasma Diagnostics
Iliffe Books Ltd., London (1970)
- 28 J.R. Sanmartin
Phys. Fluids 13, 103 (1970)
- 29 N.D. Rusanow
Methoden der Plasmadiagnostik, Seite 95,
Akademie Verlag Berlin (1965)
- 30 J.G. Laframboise
UTIAS- Report No 100 (1966)
- 31 D. Bohm
The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic
Fields, Seite 8, Mac Graw-Hill, New-York (1949)
- 32 J.C. Sherman
Trita-EPP-70-15 (1970)
- 33 A.A. Sonin
UTIAS-Report No 109 (1966)
- 34 S.D. Hester, A.A. Sonin
Phys. Fluids 13, 1265 (1970)
- 35 P.M. Chung, L. Talbot, K.J. Touryan
Electric Probes in Stationary and Flowing Plasmas, Seite 29
Springer-Verlag, Berlin (1975)
- 36 G. Himmel, E. Möbius
Z. Naturforsch. 29a, 1572 (1974)
- 37 H.J. Oskam, V.R. Mittelstadt
Phys. Rev. 132, 1435 (1963)
- 38 G. Waidmann
Zeitschr. f. Phys. 198, 548 (1967)
- 39 D.R. Bates, A.E. Kingston, R.W.P. Mc Whirter
Proc.Roy.Soc. 267A, (1962)
- 40 N.A. Kervalishvili, A.V. Zharinov
JETP 35, 2195 (1965)
- 41 L. Spitzer
Physics of Fully Ionized Gases, Seite 133,
Wiley & Sons, New-York (1967)
- 42 K.V. Donskoi, E.M. Drobyshevskii, S.I. Rozov
Sov. Phys. Tech. Phys. 11, 1122 (1967)
- 43 N.A. Krall, P.C. Liewer
Phys. Rev. A4, 2094 (1971)

- 44 A.B. Mikhailovskii
Theory of Plasma Instabilities, Vol. 2
Consultants Bureau, New-York (1974)
- 45 W.P. Allis, S.J. Buchsbaum, A. Bers
Waves in Anisotropic Plasmas, MIT-Press, (1963)
- 46 D. Biskamp
Nuclear Fusion 13, 719 (1973)
- 47 E. Ott, J.B. Mc Bride, J.H. Orens, J.P. Boris
Phys. Fluids 15, 2367 (1972)
- 48* G. Himmel, E. Möbius, A. Piel
SFB-Report 77-M2-024 (1977)
- 49 H.A. Bethe, E.E. Salpeter
Handbuch der Physik Bd. 35, Springer-Verlag, Berlin (1957)
- 50 A.J. Barnard, J. Cooper, E.W. Smith
JQSRT 14, 1025 (1974)
- 51 A.J. Barnard, J. Cooper, W.W. Smith
JQSRT 15, 429 (1975)
- 52 C.S. Diatta, A. Czernichowski, J. Chapelle
Physica 84C, 425 (1976)
- 53* G. Himmel, E. Möbius, A. Piel
Z. Naturforsch. 32a, 577 (1977)
- 54 A.R. Striganov, N.S. Sventitskii
Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms
IFI-Plenum, New-York (1968)
- 55 A.N. Zaidel', V.K. Prokof'ev
Tables of Spectral Lines, IFI-Plenum, New-York (1970)
- 56 S.H. Autler, C.H. Townes
Phys. Rev. 100, 703 (1955)
- 57 P.S. Alexandroff, A.I. Markushevitsch, A.J. Chintschin
Enzyklopädie der Elementarmathematik, Bd. II
VEB Deutscher Verlag der Wiss., Berlin (1967)
- 58 W.W. Hicks, R.A. Hess, W.S. Cooper
Phys. Rev. A 5, 490 (1972)
- 59 D. Blochinzew
Phys. Zeitschr. der Sowjetunion 4, 501 (1933)

Bei den mit * bezeichneten Zitaten handelt es sich um vorab veröffentlichte Teilergebnisse der vorliegenden Dissertation.

LEBENS LAUF

Am 17.09.1948 wurde ich, Eberhard Möbius, als Sohn des Verwaltungsbeamten Gerhard Möbius und der kaufmännischen Angestellten Margarete Möbius geb. Friede in Herford geboren.

Den größten Teil meiner Kindheit verbrachte ich in Porz und wurde Ostern 1955 in die dortige evangelische Volksschule eingeschult. 1959 trat ich in das Neusprachliche Gymnasium Porz ein. Mit Beginn der Untertertia wechselte ich in den neu eingerichteten naturwissenschaftlichen Zweig des Gymnasiums und habe im Sommer 1967 meine Schulausbildung mit dem Abitur abgeschlossen.

Nach einem 18 monatigem Wehrdienst in der Reserveoffizierslaufbahn habe ich im Sommersemester 1969 das Physikstudium an der Universität zu Köln aufgenommen. Im November 1970 legte ich das Vordiplom ab. Nach einem weiteren Jahr, in dem ich gleichzeitig als Gasthörer in Bonn an astronomischen Veranstaltungen teilnahm, wechselte ich zur Ruhr-Universität Bochum. Ich begann eine Diplomarbeit bei Prof. Dr. H. Schlüter auf dem Gebiet der Plasmaphysik und erlangte im Dezember 1973 das Diplom.

Seit Anfang 1974 arbeite ich als Wissenschaftlicher Angestellter im gleichen Institut. Im gleichen Jahr heiratete ich meine jetzige Ehefrau Hannelore geb. Bieseler.

In den letzten Jahren habe ich an der Anfertigung der vorliegenden Dissertation gearbeitet.

Eberhard Möbius

